

Kosmische Teilchen im Sonnensystem

Messung geladener Teilchen
mit dem Kieler Instrument EPHIN
an Bord der SOHO-Raumsonde

– Ideal und Wirklichkeit –

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

vorgelegt von

Holger Sierks

Kiel

Januar 1997

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Die Sonne im interstellaren Raum	4
1.2	Galaktische und solare kosmische Teilchen	6
1.3	Die SOHO-Mission – Fenster zur Sonne	7
1.4	Das Kieler Teilchenteleskop EPHIN	10
1.5	Aufgabenstellung und Übersicht	12
2	Entwicklung des Instruments	15
2.1	Grundlagen des Teilchennachweises	16
2.1.1	Wechselwirkungen geladener Teilchen in Materie	16
2.1.2	Energiebestimmung mit Detektoren	21
2.1.3	Beschreibung von Teilchenensembles	26
2.2	Aufbau des Teleskopes	28
2.3	Teilchendiskriminierung	32
2.4	Bordseitige Datenerfassung	34
2.4.1	Analoge Signalverarbeitung	36
2.4.2	Digitale Signalverarbeitung	39
2.4.3	Auflösungsvermögen	41
2.4.4	Instrumentverifikation	43
2.5	Responsefunktionen	44
2.5.1	Modellentwicklung	44
2.5.2	Protonen und Alphateilchen	46
2.5.3	Trennung von ^3He und ^4He	52
2.5.4	Elektronennachweis	53
2.6	Diskussion	54
3	Eichung	55
3.1	Einzeldetektormessungen	56
3.2	μ -Mesonen der sekundären kosmischen Strahlung	59
3.3	Beschleuniger-Eichungen	61
3.3.1	Nukleonen-Eichung am HMI/Berlin	62
3.3.2	Elektroneneichung am INW/Gent	67
3.4	Diskussion	71

4	Analyse der Flugdaten	72
4.1	Missionsüberblick	73
4.2	Teilchenpopulationen im Detektor-Response	75
4.3	Korrekturverfahren zur Bereinigung der Zählkanäle	80
4.3.1	Protonenkanäle	82
4.3.2	Heliumkanäle	85
4.3.3	Elektronenkanäle	87
4.4	Energiereiche Teilchen im Integralkanal	92
4.5	Diskussion	94
5	Erste Ergebnisse	96
5.1	Energiereiche Teilchen im Sonnensystem	96
5.2	Galaktische Teilchen im solaren Minimum	104
5.2.1	Energiespektrum galaktischer Protonen	105
5.2.2	Die anomale Komponente: ^4He	106
5.2.3	Bestimmung des ^3He -Anteils	107
5.2.4	Nachweis von Deuterium	109
5.2.5	Elektronen zu ruhigen Zeiten	110
5.3	Das solare Ereignis am 9. Juli 1996	111
5.4	Korotierende Wechselwirkungszonen	116
5.4.1	Kurzzeitmodulation galaktischer Teilchen	117
5.4.2	Auswirkung auf Nukleonen niedriger Energie	121
5.4.3	Vergleich EPHIN und ULYSSES/KET	126
5.5	Elementhäufigkeiten bei relativistischen Energien	127
5.6	Diskussion	129
6	Zusammenfassung und Ausblick	130
6.1	Ergebnisse dieser Arbeit	130
6.2	Ausblick	132
A	Sensorgeometrie	133
B	Pulshöhenmatrizen	135
C	Massentrennung	139
D	Anspreichschwellen	141
E	On-Board Histogramme	144
	Literaturverzeichnis	146
	Tabellenverzeichnis	152
	Abbildungsverzeichnis	153

Kapitel 1

Einleitung

We shall not cease from exploration, and the end of all our exploring, will be to arrive where we started, and know the place for the first time.

T. S. Eliot

Neben der entscheidenden Gravitation prägt das ‘Sichtbare’ [Licht] das Erscheinungsbild unserer Sonne und findet daher schon seit frühesten Zeiten das Interesse der Menschheit.

Die Energieabgabe der Sonne formt die Lebensbedingungen auf der Erde und bestimmt damit den Gang der Evolution. Sie ist von existentieller Wichtigkeit für unseren Lebensraum. Neben der Emission von elektromagnetischer Strahlung über einen weiten Frequenzbereich ist die Sonne Ursprung von elektrischen und magnetischen Feldern, Plasmaströmungen und energiereichen geladenen Teilchen.

Die Sonne ist dabei keine unveränderliche, konstante Quelle. Auf ihr findet eine Anzahl dynamischer, sich auf verschiedenen Zeitskalen auch periodisch verändernder Prozesse statt, deren Auswirkungen die Struktur des interplanetaren Raumes und damit die Wechselwirkung mit den Planeten bestimmen.

Seit der Erfindung des Fernrohrs werden diese Phänomene systematisch untersucht. Die Abbildung 1.1 zeigt die Beobachtung der Ost-West-Bewegung eines großen Sonnenfleckens durch J. HEVELIUS im Mai 1644. Ursache der Bewegung ist die Rotation der Sonne. Fakulae erscheinen nur am Limb (Sonnenrand). Schon 1630 konnte C. SCHEINER die 27-Tage-Rotation der Sonne (von der sich weiterbewegenden Erde aus gesehen) und einen Winkel von 7° zwischen dem

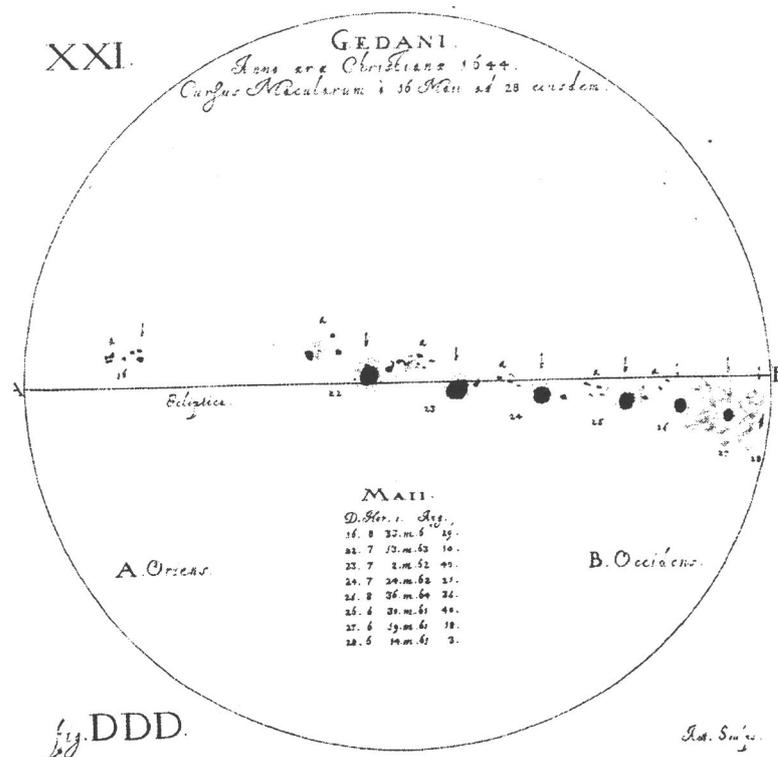


Abbildung 1.1: Beobachtung von Sonnenflecken und Fakulae durch J. HEVELIUS vom 16.–28. Mai 1644 (FOUKAL [Fou90]). Die Zeichnung zeigt die Ost-West-Bewegung eines großen Sonnenfleckens durch die Sonnenrotation. Faculae (schraffiert) erscheinen nur am Sonnenrand. Schon 1630 konnte C. SCHEINER die 27-Tage-Rotation der Sonne (von der Erde aus gesehen), einen Winkel von 7° zwischen dem Sonnenäquator und der Ekliptik sowie die deutlich langsamere Rotation von Sonnenflecken in höheren Breitengraden nachweisen (differentielle Rotation).

Sonnenäquator und der Bahnebene der Planeten (Ekliptik) nachweisen. Aus der deutlich langsameren Rotation von Sonnenflecken in höheren Breitengraden schloß er auf die differentielle Rotation der Sonne.

Die Abbildung 1.2 stellt schematisch die heutige Sicht der vielfältigen Aufgabenstellungen bei der Untersuchung der Sonne in ihren Wirkungen auf den interplanetaren Raum dar.

Energiereiche geladene Teilchen und deren Wechselwirkungen mit den elektromagnetischen Feldern und dem Plasma des interplanetaren Raumes geben Aufschluß über Beschleunigungsprozesse auf der Sonne, in den Magnetosphären der Planeten und in der Heliosphäre bis hin zu deren äußerer Begrenzung. Beobachtet wird hierzu die Ausbreitung der energiereichen solaren Teilchen entlang des magnetischen Feldes, das Eindringen (und die Abschirmung) galaktischer kosmischer Teilchen in das Sonnensystem und das als ‘Sonnenwind’ bezeichnete abströmende Plasma niederenergetischer Teilchen von der Sonne.

Untersuchungen in unserem Sonnensystem lassen dabei Schlüsse auf andere astrophysikalische Objekte zu, die aufgrund der großen Entfernungen nur durch die elektromagnetische Strahlung beobachtbar sind.

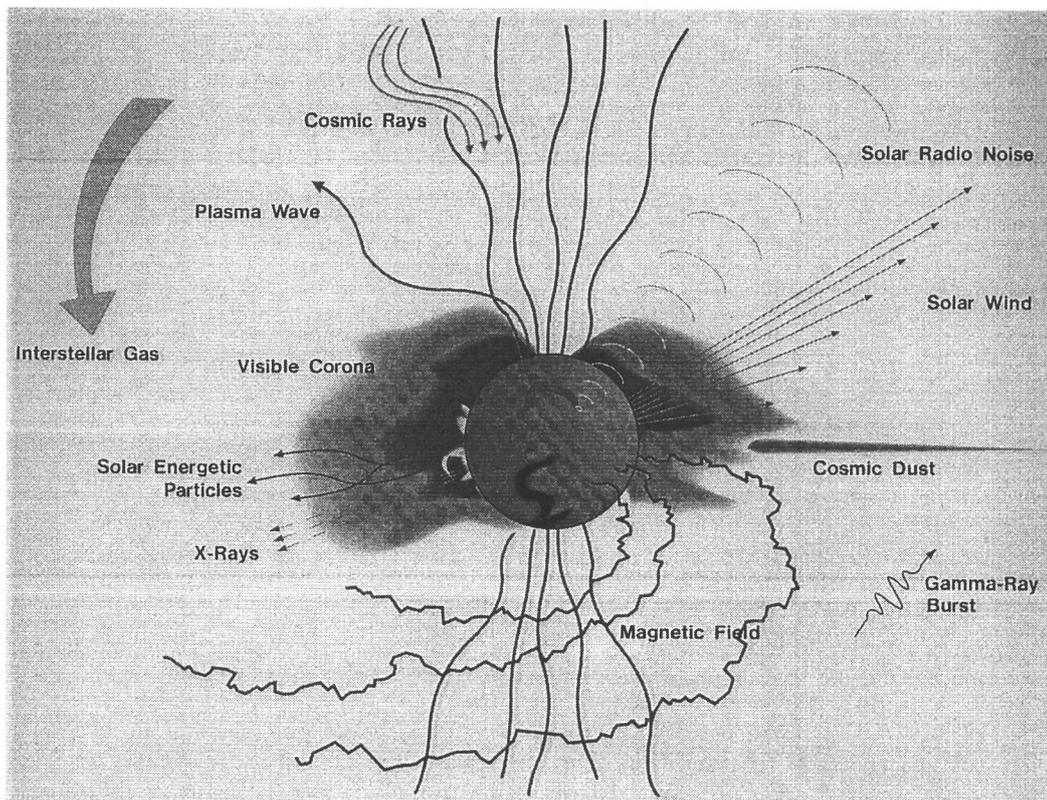


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der vielfältigen Wirkungen der Sonne auf den interplanetaren Raum. Teilchenexperimente auf Satelliten und Raumsonden befassen sich mit der Ausbreitung auf der Sonne beschleunigter energiereicher Teilchen entlang des magnetischen Feldes, dem Eindringen galaktischer kosmischer Teilchen in das Sonnensystem und dem als 'Sonnenwind' bezeichneten abströmenden Plasma niederenergetischer solarer Teilchen.

Die Magnetosphäre und die Atmosphäre der Erde beeinflussen die Messung elektromagnetischer Strahlung und energiereicher Teilchen in vielfältiger Weise. Daher werden detaillierte Untersuchungen an Bord von Raumfahrzeugen im interplanetaren Raum 'in situ' durchgeführt. Wesentliche Erkenntnisse über die Physik der Sonne und der inneren Heliosphäre wurden bislang u.a. durch die Sonnensonden HELIOS1 & 2 gewonnen (SCHWENN und MARSCH [SM91]).

Zur weiteren Erforschung der Sonne wurde das Weltraumobservatorium SOHO entwickelt, um die solaren Phänomene umfassend im Zusammenhang zu untersuchen. Dazu gehören helioseismische Messungen zur Untersuchung des Sonneninneren, die Beobachtung der Chromosphäre und der Korona über einen weiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums sowie die Untersuchung des Sonnenwindes und der energiereichen geladenen Teilchen.

Experimente auf Raumsonden unterliegen hohen Qualitätsanforderungen, da sie unter extremen Bedingungen lange störungsfrei betrieben werden sollen. Nach sorgfältiger Konzeption des Instruments und Simulation des physikalischen Verhaltens wird mit Eichmessungen am Teilchenbeschleuniger die Grundlage für die Auswertung der Flugdaten geschaffen. Es ist jedoch nicht möglich, die während der Mission eintretenden Bedingungen des gemischten Teilchenensembles mit einer spektralen Energieverteilung und isotropem Einfall in das Instrument vorab zu untersuchen. Grundlegende Fragen, wie z.B. die Beschleunigung von geladenen Teilchen durch die Wechselwirkung mit Stoßwellen, können nur bei sauberer Trennung der Elektronen und Protonen beantwortet werden. Schon kleine Unsicherheiten können dabei den Erfolg in Frage stellen.

Nach einer kleinen Einführung zur Einbettung der Sonne in den interstellaren Raum, unserer großräumigen Umgebung, und der spektralen Energieverteilung und Zusammensetzung der solaren und galaktischen Teilchenpopulation in der Heliosphäre wird die SOHO-Mission mit dem Kieler Beitrag, dem EPHIN-Instrument, vorgestellt. Daran anschließend findet sich die Aufgabenstellung und Übersicht der Arbeit.

1.1 Die Sonne im interstellaren Raum

Unser Sonnensystem mit seinen 9 Planeten und dem interplanetaren Raum ist in das interstellare Medium, eine Plasmaströmung, wechselwirkend eingebettet. Die Abbildung 1.3 zeigt ein einfaches Modell der Heliosphäre. Durch den interstellaren Wind formt sich die Heliosphäre analog zur Erdmagnetosphäre zu einem langgezogenen Gebilde.

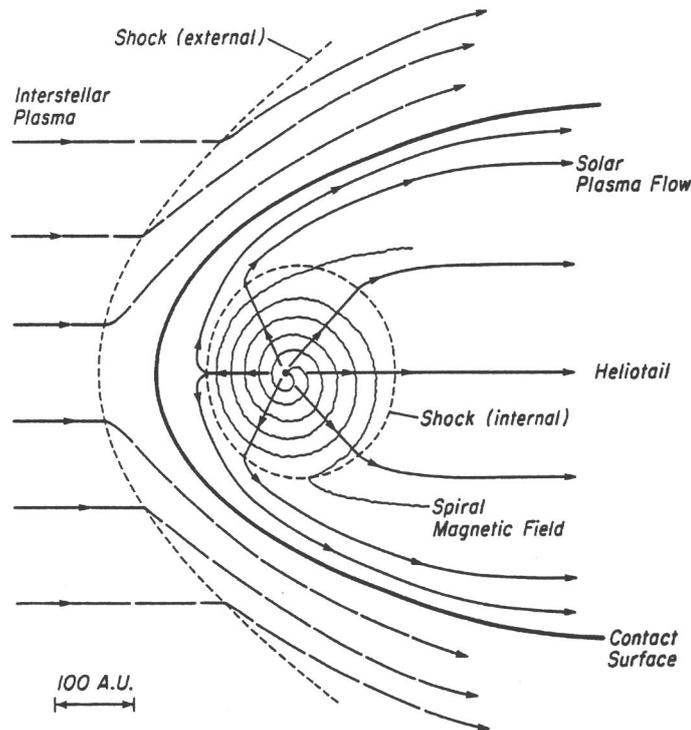


Abbildung 1.3: Modell der Heliosphäre (JOKIPII [Jok91b]). Die Zeichenebene entspricht der Äquatorebene der Sonne. Während der Sonnenwind von der Sonne weg strömt, nimmt seine Energiedichte ab, bis sie sich dem Druck und dem Magnetfeld des interstellaren Mediums angepaßt hat. Die Grenze der Heliosphäre (die Heliopause, *Contact Surface*) wurde bisher von keinem Raumfahrzeug erreicht und wird in einer Entfernung von etwa 150 Astronomischen Einheiten (Astromical Unit 1 AU = 149.6 Mio. km, der mittlere Abstand zwischen Erde und Sonne) erwartet.

Die Sonne strukturiert den sie umgebenden interplanetaren Raum durch ein kontinuierlich abströmendes Plasma, den Sonnenwind. Dieses Plasma trägt ein Magnetfeld solaren Ursprungs mit sich; das von der Sonne ausgehende Magnetfeld wird im Sonnenwind "eingefroren". Durch die Rotation der Sonne sind die Magnetfeldlinien spiralförmig aufgewunden. Der Druck des Sonnenwindes nimmt mit der Entfernung von der Sonne ab. Die Grenze der Heliosphäre, des Wirkungsbereichs der Sonne, wird Heliopause genannt und ist erreicht, wenn der Druck des

Sonnenwindes dem Gegendruck des anströmenden interstellaren Mediums gleicht. Die Heliopause wird in einer Entfernung von etwa 150 Astronomischen Einheiten von der Sonne erwartet (eine Astronomische Einheit entspricht dem mittleren Abstand der Erde von der Sonne¹). Bisher hat noch kein Raumfahrzeug die Grenze zum interstellaren Raum erreicht.

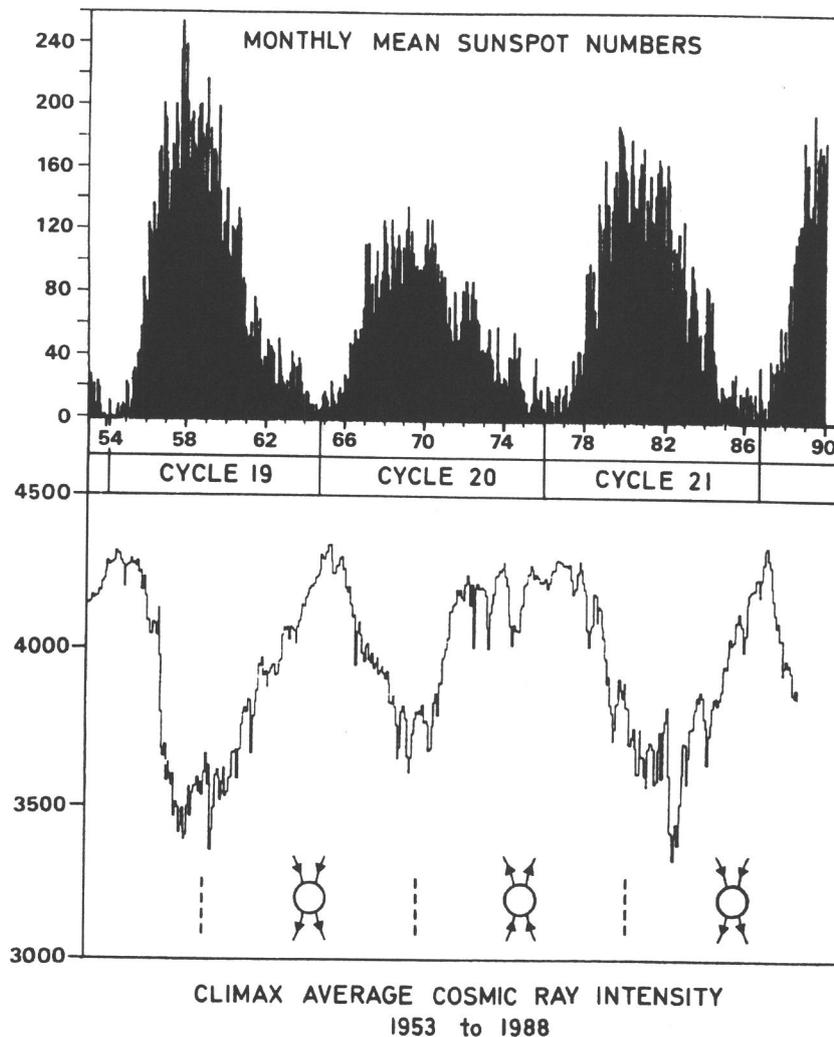


Abbildung 1.4: Korrelation der Monatsmittel der Sonnenfleckenanzahl (*oben*) als Maß der solaren Aktivität und der Intensität der kosmischen Strahlung (*unten*) für die Solarzyklen 19 bis 21 (1953 bis 1990). Symbolisch ist ganz unten der Wechsel der Polarität des allgemeinen Magnetfeldes der Sonne zur Zeit der Sonnenfleckenmaxima dargestellt (WIBBERENZ [Wib91]). Die Solarzyklen haben eine Periodizität von etwa 11 Jahren, aber erst nach 2 Zyklen oder 22 Jahren herrschen wieder die gleichen magnetischen Verhältnisse. Die Beobachtung von Solarzyklen läßt sich bis ins Jahr 1749 zurückverfolgen.

Die durch Sonnenwind und Magnetfeld bestimmte Struktur des interplanetaren Mediums verändert sich mit dem Solarzyklus aufgrund von systematischen Veränderungen des solaren Feldes ebenso wie durch das gehäufte Auftreten transienter Störungen zu Zeiten starker solarer Aktivität (Stoßwellen, koronale Massenausstöße). Während des Solarzyklus, der aus zwei 11-jährigen Halbzyklen besteht, polt sich das solare Magnetfeld um. Bei dieser globalen Umstrukturierung ändert sich auch zyklisch die Zahl der Sonnenflecken und ihre Verteilung auf der Sonnenoberfläche. In Abbildung 1.4 ist der Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckenanzahl

¹Astronomische Einheit, engl. *Astronomical Unit*, 1 AU = 149.6 Mio. km

als Maß für die solare Aktivität und der Intensität der kosmischen Strahlung für die Solarzyklen 19 bis 21 (1953 bis 1990) dargestellt.

Die Antikorrelation zwischen der Sonnenaktivität und der Intensität der kosmischen Strahlung zeigt die wiederkehrende großräumige Veränderung in der Heliosphäre auf, die sich auf die Ausbreitungsbedingungen für solare und eindringende galaktische Teilchen auswirkt. In aktiven Zeiten bewirkt die Umstrukturierung der lokalen solaren Magnetfelder ausbruchartige Energiefreisetzungen in Feldlinienverschmelzungen. Bei diesen sog. Flares wird elektromagnetische Strahlung vom sichtbaren bis in den Röntgen- und γ -Strahlungsbereich erzeugt, und Teilchen bis fast auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Häufig wird bei diesen Eruptionen auch solares Material ausgeworfen (sog. koronaler Massenauswurf).

1.2 Galaktische und solare kosmische Teilchen

Im interplanetaren Medium werden verschiedene Teilchenpopulationen beobachtet, der Sonnenwind in seiner lokalen Zusammensetzung und die energiereichen Teilchen der galaktischen kosmischen Strahlung mit Energien bis zu 10^{20} eV.

Die geladenen galaktischen Teilchen treffen zeitlich konstant und isotrop von außen auf die Heliosphäre und bewegen sich gyrierend um die spiralförmig aufgewundenen Magnetfeldlinien bis ins Innere des Sonnensystems. Die Ausbreitung ist ein Diffusions- und Driftprozeß und gibt Auskunft über das durchlaufene Medium.

Durch Veränderungen in der Zusammensetzung der eintreffenden Population im Vergleich zur Elementhäufigkeit, die aus der Nuklearsynthese in Sternen bekannt ist, zeigen sich die Nukleonen der galaktischen kosmischen Strahlung auch als Proben des sie verändernden interstellaren Mediums.

In den Energiespektren der Nukleonen der galaktischen kosmischen Strahlung zeigt die Abbildung 1.5 den Einfluß der Modulation im 11jährigen Solarzyklus: bei niedriger Sonnenaktivität ist das interplanetare Medium ruhig und die galaktischen Teilchen können ungehindert in das innere Sonnensystem vordringen, der Teilchenfluß im Energiebereich unterhalb von etwa 1-2 GeV/n steigt an (im solaren Minimum, jeweils obere Kurve). Bei aktiver Sonne ist das interplanetare Medium sehr komplex aufgebaut, und die galaktische kosmische Strahlung wird teilweise abgeschirmt, der Teilchenfluß nimmt ab (jeweils untere Kurve).

Energiereiche Teilchen in der Heliosphäre, die nicht galaktischen Ursprungs sind, werden in solaren Ereignissen oder an interplanetaren Stoßwellen beschleunigt und erreichen nur selten Energien von einigen 100 MeV, haben also im Vergleich mit den galaktischen Teilchen deutlich niedrigere Energien. Interplanetare Stoßwellen sind auf verschiedene Ursachen zurückzuführen: transiente Vorgänge, die als Folge koronaler Massenauswürfe das Plasma der Heliosphäre komprimieren, werden im wesentlichen zu aktiven Zeiten im Solarzyklus beobachtet. Auf die hochenergetische kosmische Strahlung wirken diese Stoßwellen als Barriere, so daß es zur Modulation auf Zeitskalen von Tagen kommt.

Während des Aktivitätsminimums bilden sich über den Polen der Sonne koronale Löcher aus, die Ausläufer bis zum Sonnenäquator haben können. Die koronalen Löcher sind die Ursprungsgebiete besonders schneller Sonnenwindströme. Folgt ein schneller Sonnenwindstrom einem langsamen, so holt der schnellere Strom den langsamen ein, und es entsteht eine Kompressionszone. An den Grenzen dieser Kompressionszone bilden sich im interplanetaren Raum jenseits von 2 AU Schockfronten aus: eine korotierende Wechselwirkungszone (*Corotating Interaction Region CIR*) entsteht. Da diese Struktur mit der Sonne rotiert, kann sie von einem erdfesten Beobachter nach 27 Tagen wieder beobachtet werden. Die Wechselwirkungszone kann sich nur ausbilden, wenn die Ausbreitungsbedingungen über einen längeren Zeitraum ungestört sind und über mehrere Sonnenrotationen stabil bleiben. An den Fronten der CIR werden niederenergetische Teilchen

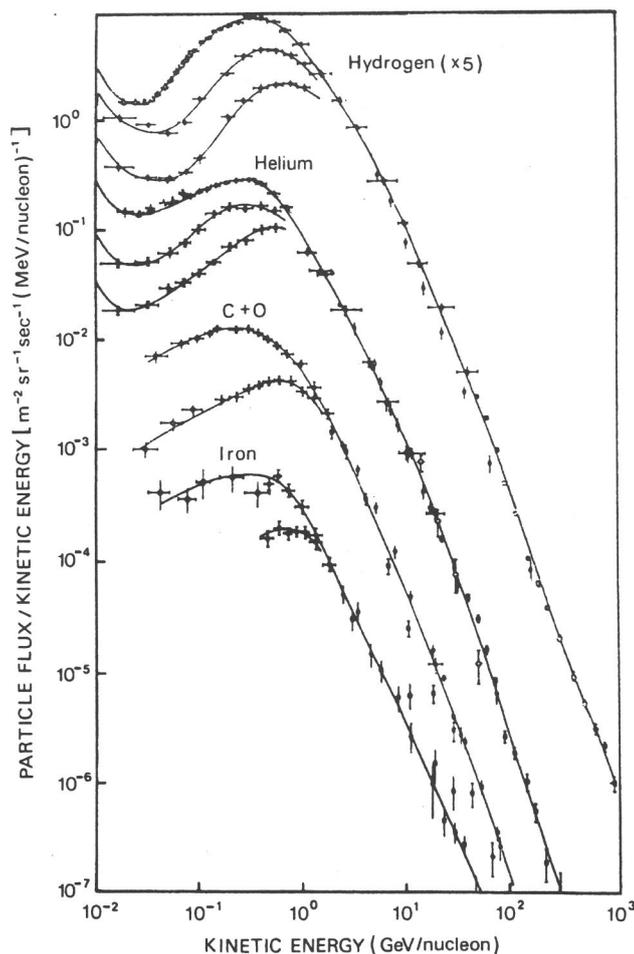


Abbildung 1.5: Energiespektren für Protonen, Helium-, Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Eisenkerne in der galaktischen kosmischen Strahlung (MEYER et al. [MRW74]). Unterhalb von etwa 1-2 GeV/n zeigt sich die Modulation durch die Sonnenaktivität im erhöhten Teilchenfluß bei niedriger Aktivität (im solaren Minimum) und verminderten Teilchenfluß bei hoher Aktivität.

bis auf Energien von einigen MeV beschleunigt. Hochenergetische Teilchen werden wiederum in ihrer Ausbreitung behindert. Wenn die CIR-Struktur über mehrere Sonnenrotationen stabil ist, moduliert sie die kosmische Strahlung auf einer Zeitskala von Monaten.

1.3 Die SOHO-Mission – Fenster zur Sonne

Die 'Solar and Heliospheric Observatory'-Mission SOHO ist ein Gemeinschaftsprojekt der amerikanischen Raumfahrtbehörde NASA und der europäischen Raumfahrtagentur ESA im Rahmen des STSP-Programms (Solar Terrestrial Science Programme). Die Mission basiert auf einem Vorschlag von 1982 und wurde mit 12 Instrumenten an Bord am 3. Dezember 1995 erfolgreich gestartet.

Die Ziele der SOHO-Mission sind die Untersuchung und das Verständnis von koronalen Phänomenen, z.B. der koronalen Aufheizung und der Entstehung des Sonnenwindes, sowie Erkenntnisse über die Struktur und die inneren dynamischen Prozesse vom Kern der Sonne bis zur Photosphäre zu gewinnen (FLECK et al. [FDP95]).

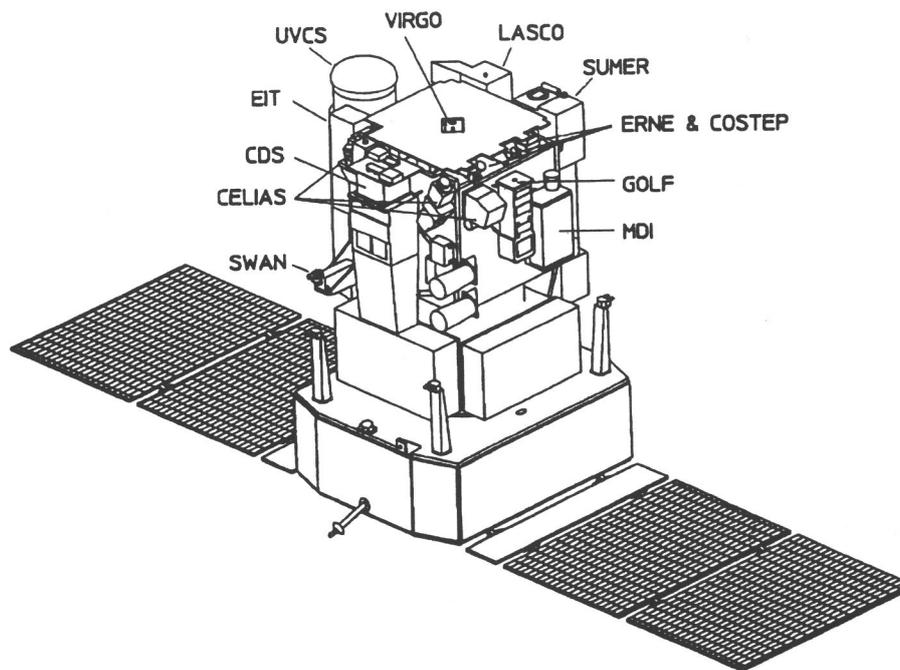


Abbildung 1.6: Die Flugkonfiguration der SOHO-Raumsonde. Der Kieler Beitrag EPHIN¹ ist Teil des COSTEP-Instruments² und bildet zusammen mit dem ERNE-Experiment³ die CEPAC-Collaboration⁴ (FLECK et al. [FDP95]).

Konkret hat die SOHO-Mission die folgenden Forschungsschwerpunkte:

1. Untersuchung des Sonneninneren mit helioseismischen Methoden.
Informationen über die Schichtung und dynamische Struktur des Sonneninneren können nicht direkt ermittelt werden, da die optisch dichte Photosphäre tieferliegende Regionen abdeckt. Es wurde daher in den letzten 20 Jahren eine neue Technik entwickelt, die Helioseismologie, die anhand von Oszillationen durch verschiedene Parameter (Druck, Geschwindigkeit, Intensität) Aussagen über die innere Struktur der Sonne zuläßt.
2. Fernmessungen der Sonnenatmosphäre.
Die Messung der Geschwindigkeit von Plasmaströmungen, der Temperaturen und Dichteverteilungen untersucht Transportprozesse in der Photosphäre, in der Chromosphäre und in der Korona der Sonne, um die Aufheizung der Korona und ihren Übergang zum Sonnenwind zu erklären. Spektrometer ermitteln über Emissions- und Absorptionslinien die Parameter Druck, Temperatur und Geschwindigkeit in sich verändernden Strukturen.
3. In-situ-Messungen des Sonnenwindes und der energiereichen Teilchen.
Aussagen über die äußere solare Atmosphäre werden durch Messungen des Sonnenwindes gewonnen. Teilchenteleskope bestimmen die Zusammensetzung und die Energieverteilung

¹EPHIN Electron Proton Helium Instrument

²COSTEP Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analysers

³ERNE Energetic and Relativistic Nuclei and Electron Experiment

⁴CEPAC COSTEP-ERNE Particle Analysers Collaboration

des aus der Korona stammenden Sonnenwindes sowie der suprathermischen und energiereichen solaren kosmischen Strahlung.

Die Abbildung 1.6 zeigt die Konfiguration der SOHO-Raumsonde. Das Raumfahrzeug ist 3-Achsen-stabilisiert und zeigt mit einer Genauigkeit von 10 Bogensekunden (in kurzen Zeitspannen bis zu 15 Minuten sogar besser als 1 Bogensekunde) mit seiner senkrechten Achse auf die Sonne. Als Observatorium kann die Raumsonde jederzeit auf interessante Gebiete der Sonne neu ausgerichtet werden.

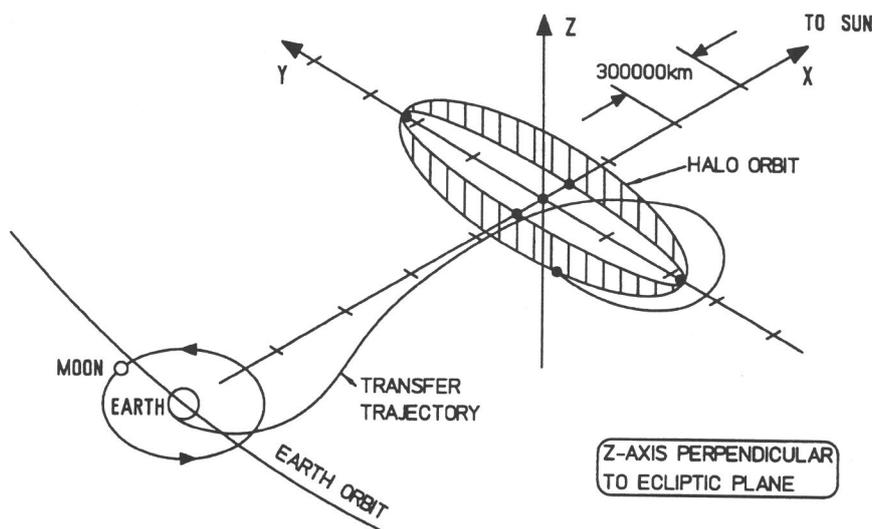


Abbildung 1.7: Transfer und Positionierung der SOHO-Raumsonde im Halo Orbit um den Lagrange-Punkt L1 Erde/Sonne (FLECK et al. [FDP95]). Die Raumsonde ist 3-Achsen-stabilisiert verankert in einer Entfernung von etwa 1.5 Mio. km zur Erde, dies ist nur 1% der Distanz Erde/Sonne (1 AU). Die Umlaufzeit im Halo Orbit beträgt 180 Tage. Der Librationspunkt liegt durch sein Gravitationsverhalten energetisch günstig, ist weit vom störenden Einfluß der Erdmagnetosphäre entfernt und erlaubt einen ununterbrochenen Blick auf die Sonne.

Nach einer Transfer-Phase von 4 Monaten wurde SOHO im April 1996 in einem Halo Orbit um den Lagrange-Punkt L1 Erde/Sonne verankert (siehe Abbildung 1.7). In dem Gleichgewichtspunkt L1 hebt sich die Gravitation der Sonne und der Erde auf. Der Lagrange-Punkt liegt daher energetisch günstig und ist zudem weit vom störenden Einfluß der Erdmagnetosphäre entfernt. Die Entfernung zur Erde beträgt etwa 1.5 Mio. km, dies ist nur 1% der Distanz zwischen Erde und Sonne (1 AU). Anders als bei geozentrischen Bahnen mit dem periodischen Erdschattendurchlauf und den Bedeckungen bei heliozentrischen Missionen gewährleistet die SOHO-Mission eine kontinuierliche Beobachtung der Sonne.

SOHO ist eine Mission zur ruhigen Sonne, kann mit seinem Instrumentensatz an Bord jedoch ebenfalls größere solare Ereignisse detailliert untersuchen. Die Abbildung 1.8 zeigt die Missionsphasen im solaren Minimum im Übergang vom Solarzyklus 22 auf 23. Die nominelle Mission von zwei Jahren Dauer endet im Mai 1998 im Anstieg von Zyklus 23. Mit einer Verlängerung um weitere vier Jahre wird die erweiterte Mission auch das folgende Maximum der solaren Aktivität erfassen.

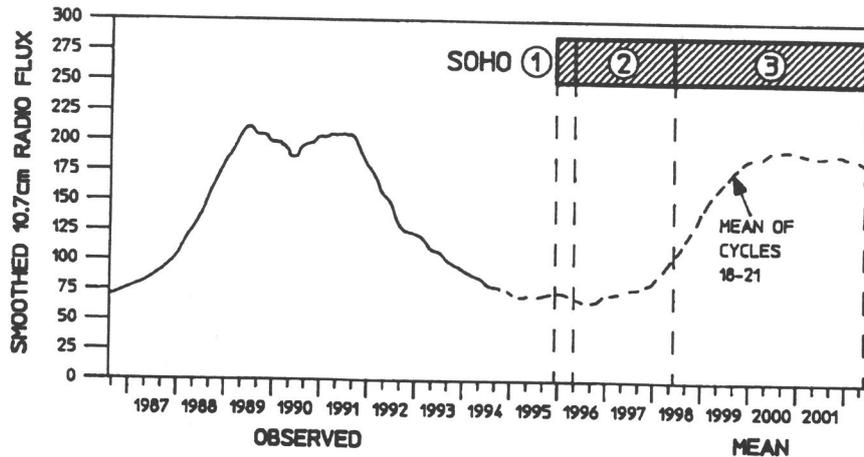


Abbildung 1.8: Die SOHO-Mission im Übergang vom Solarzyklus 22 auf 23. Die Vorhersage des Zyklus 23 entstand durch Mittelung der Zyklen 18-21. Die Missionsphasen sind: (1) Transfer zum Halo Orbit, (2) die nominelle Mission (2 Jahre) im solaren Minimum und (3) die erweiterte Mission (4 Jahre) zum solaren Maximum (FLECK et al. [FDP95]).

1.4 Das Kieler Teilchenteleskop EPHIN

Im Rahmen des SOHO-Projekts ist das Kieler Institut für Reine und Angewandte Kernphysik verantwortlich für das COSTEP-Instrument, das zusammen mit dem finnischen ERNE-Konsortium die CEPAC-Collaboration bildet (KUNOW et al. [KFG⁺88] und [KMMS⁺92]). Gemeinsam nutzen die Beteiligten bordseitige Untersysteme der Spannungsversorgung und Datenverarbeitung.

Außer dem spanischen Datenverarbeitungssystem CDPU gehört zu COSTEP der irische Sensor LION (*Low Energy Ion and Electron Instrument*) und das Kieler EPHIN (*Electron Proton Helium Instrument*). Das finnische ERNE-Instrument besteht aus den Sensoren HED (*High Energy Detector*) und LED (*Low Energy Detector*). Gemeinsam decken die CEPAC-Instrumente einen weiten Energiebereich zur Messung energiereicher geladener Teilchen ab und erlauben bis hin zu Eisenkernen eine Trennung der Isotope (siehe Abbildung 1.9).

Die wissenschaftlichen Ziele des COSTEP-Konsortiums sind:

- Studium von Gleichgewichtsprozessen in der Sonnenatmosphäre
- Erforschung von Energiefreisetzung und Teilchenbeschleunigung in der Sonnenatmosphäre
- Untersuchung von Materieproben bei kleinen und ³He-reichen Ereignissen sowie der chemischen Zusammensetzung und relativen Isotopenhäufigkeit bei großen Ereignissen
- Studium der Beschleunigung und Ausbreitung von geladenen Teilchen im interplanetaren Medium, z.B. Untersuchung der korotierenden Wechselwirkungsgebiete, der Teilchenbeschleunigung an Stoßwellen und der freien Weglänge in Abhängigkeit von der Art und der Energie der Teilchen.

Die Meßergebnisse werden mit den Messungen der anderen Instrumente an Bord von SOHO kombiniert. Suprathermische und energiereiche Teilchen sind von besonderer Bedeutung, da sie

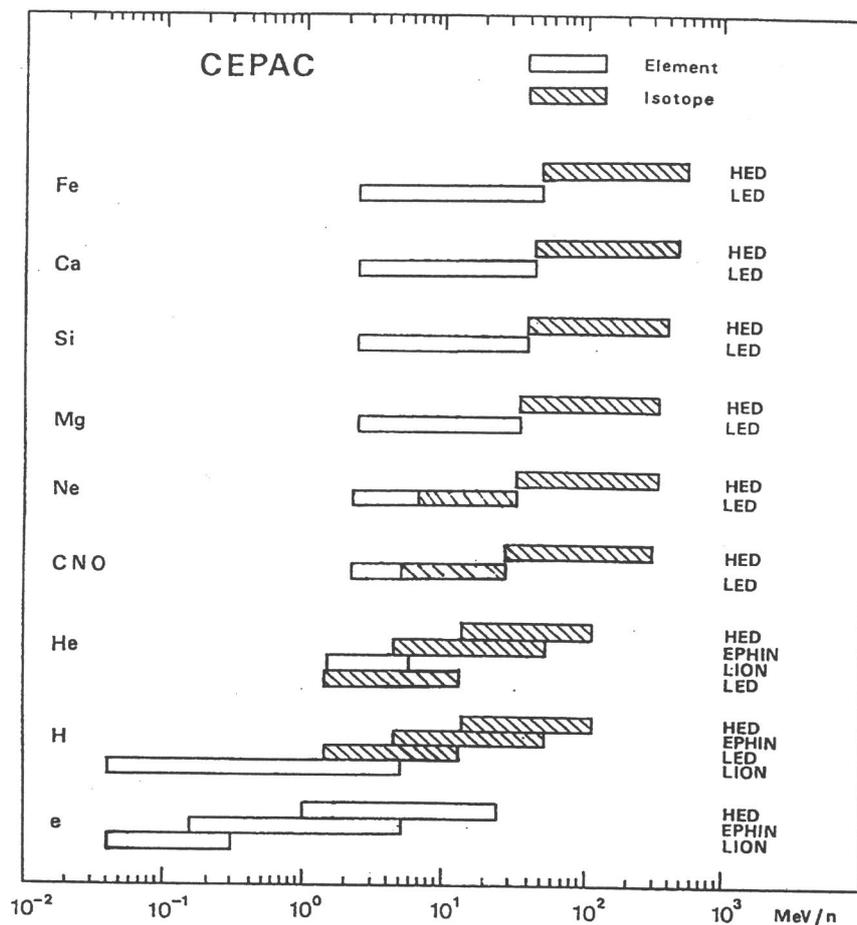


Abbildung 1.9: Die Meßbereiche der CEPAC-Instrumente decken einen weiten Energiebereich ab und erlauben bis hin zu Eisenkernen eine Trennung der Isotope (KUNOW et al. [KMMS+92]). Der Meßbereich des EPHIN-Instruments ist durch seinen Aufbau bestimmt und läßt die Unterscheidung von Helium-Isotopen zu.

als Sonden für die Fernerkundung der unterschiedlichen solaren Phänomene wie impulsive Ereignisse und koronale Massenausstöße benutzt werden. Diese haben unterschiedliche Charakteristika im zeitlichen Verlauf, im Energiespektrum sowie in der Zusammensetzung der beschleunigten Teilchen und im Frequenzbereich der dabei auftretenden elektromagnetischen Strahlung. Viele solare Vorgänge sind erst durch die Aussendung energiereicher Teilchen entdeckt worden.

Das Kieler Instrument EPHIN ist eine Anordnung von Halbleiterdetektoren mit einem aktiven Antikoinzidenzzintillator zur Messung von Elektronen im Bereich von etwa 100 keV bis >9 MeV sowie von Wasserstoff- und Helium-Isotopen im Energiebereich von 4 bis >53 MeV/n (MÜLLER-MELLIN et al. [MMKF+95]). In hoher zeitlicher Auflösung werden Intensitäts-Zeit-Profile und Energiespektren gemessen. Die Hauptblickrichtung des Sensors zeigt mit großem Geometriefaktor in die Richtung des mittleren interplanetaren Magnetfeldes, das wegen seiner Spiralform bei einem Abstand von 1 AU um ca. 45° gegen die Sonne versetzt ist.

Das EPHIN-Detektorsystem wurde vollständig am Kieler Institut entwickelt, gefertigt, getestet und geeicht. Die Elektronik zur analogen und digitalen Signalverarbeitung wurde, nach Vorstudien in Kiel, in der Industrie weiterentwickelt und gefertigt.

Im Rahmen des ISTEP-Programms (*International Solar Terrestrial Programme*) sind die SOHO-Ergebnisse auch im Verbund mit anderen Raumsonden zu sehen, die gleichzeitig an verschiedenen Orten der Heliosphäre solare Phänomene studieren. So werden Magnetfeldmessungen auf der WIND-Raumsonde als Referenz für SOHO herangezogen, und die Messungen mit GEOTAIL, IMP8 und GOES verglichen. Das ebenfalls in Kiel entwickelte Instrument KET (*Kiel Electron Telescope*) auf der Raumsonde ULYSSES mißt zeitgleich außerhalb der Ekliptik Elektronen, Protonen und Heliumkerne mit Energien bis in den GeV-Bereich. Die Raumsonde befindet sich nach Passage der Nordpolregion der Sonne gegenwärtig auf der Rückkehr zu niedrigen Breiten, wird im April 1998 in Höhe der Jupiter-Bahn (bei 5.4 AU) die Ekliptik durchstoßen und im November 2000 zum zweiten Mal den Südpol der Sonne erreichen. Die gemeinsame Analyse der Daten ermöglicht eine dreidimensionale Vorstellung der Vorgänge in der Heliosphäre.

1.5 Aufgabenstellung und Übersicht

Das EPHIN-Instrument wurde am 7. Dezember 1995 in der Transferphase zum Lagrange-Punkt in Betrieb genommen und liefert seitdem kontinuierlich Meßdaten von energiereichen geladenen Teilchen im interplanetaren Raum. 220 Tage Flugdaten liegen zur Auswertung vor.

Die Abbildung 1.10 zeigt die zeitliche Einordnung der SOHO-Mission: über zwei solare (Halb-) Zyklen oder 23 Jahre liegen Kieler Messungen von energiereichen Teilchen im inneren Sonnensystem vor und werden nun in Überdeckung mit der 'Polsonde' ULYSSES bis in das Jahr 2002 hinein mit SOHO fortgesetzt. Nach dem Start der HELIOS-Mission 1974 im solaren Minimum zu Beginn des Zyklus 21 sieht SOHO einen vollen Solarzyklus später die gleichen magnetischen Verhältnisse und Ausbreitungsbedingungen im Minimum zwischen den Zyklen 22 und 23. Während HELIOS und SOHO in der Ekliptik, der Ebene der Erdbahn um die Sonne, messen, untersucht ULYSSES als erste Raumsonde mit den Polüberflügen hohe solare Breiten bis 80° und erweitert gemeinsam mit SOHO, als Referenz bei 1 AU, die Vorstellung der dreidimensionalen Heliosphäre.

Aufbauend auf Erfahrungen mit früheren Weltrauminstrumenten der Missionen HELIOS und ULYSSES wurde für die SOHO-Mission ein neuartiges Teleskop entwickelt und gebaut, das die folgenden Eigenschaften hat:

- gute Trennung der Nukleonenkomponente, insbesondere die Auflösung der Isotope von Wasserstoff und Helium
- gute Identifikation der Elektronenkomponente und zuverlässige Bestimmung des Energiespektrums
- gute Statistik durch einen großen Geometriefaktor und hohen Informationsfluß
- großer Energiebereich in Kombination mit den beteiligten CEPAC-Instrumenten.

Die Einführung eines neuen Typs von Halbleiterdetektoren war notwendig, um bei großem Geometriefaktor auch geringe Anteile der H- und He-Isotope zu identifizieren: Die Unterteilung der beiden Frontdetektoren in jeweils sechs Segmente wurde durch das photolithographische Verfahren bei der Herstellung der ionenimplantierten Detektoren möglich und erlaubt durch die Unterscheidung von Winkelbereichen eine bessere Energiebestimmung der einfallenden Teilchen. Die Sektorisierung ermöglicht eine Isotopenauflösung bei Intensitätsverhältnissen von kleiner als 1/100. Die Detektoren haben weiterhin den Vorteil, durch die Verwendung eines umschließenden Guard-Rings weitgehend frei von störenden Randeffekten zu sein. Durch die Verwirklichung einer Ansprechschwelle von nur 30 keV im ersten Detektor wird der eindeutige Nachweis von Elektronen durch das Instrument erreicht.

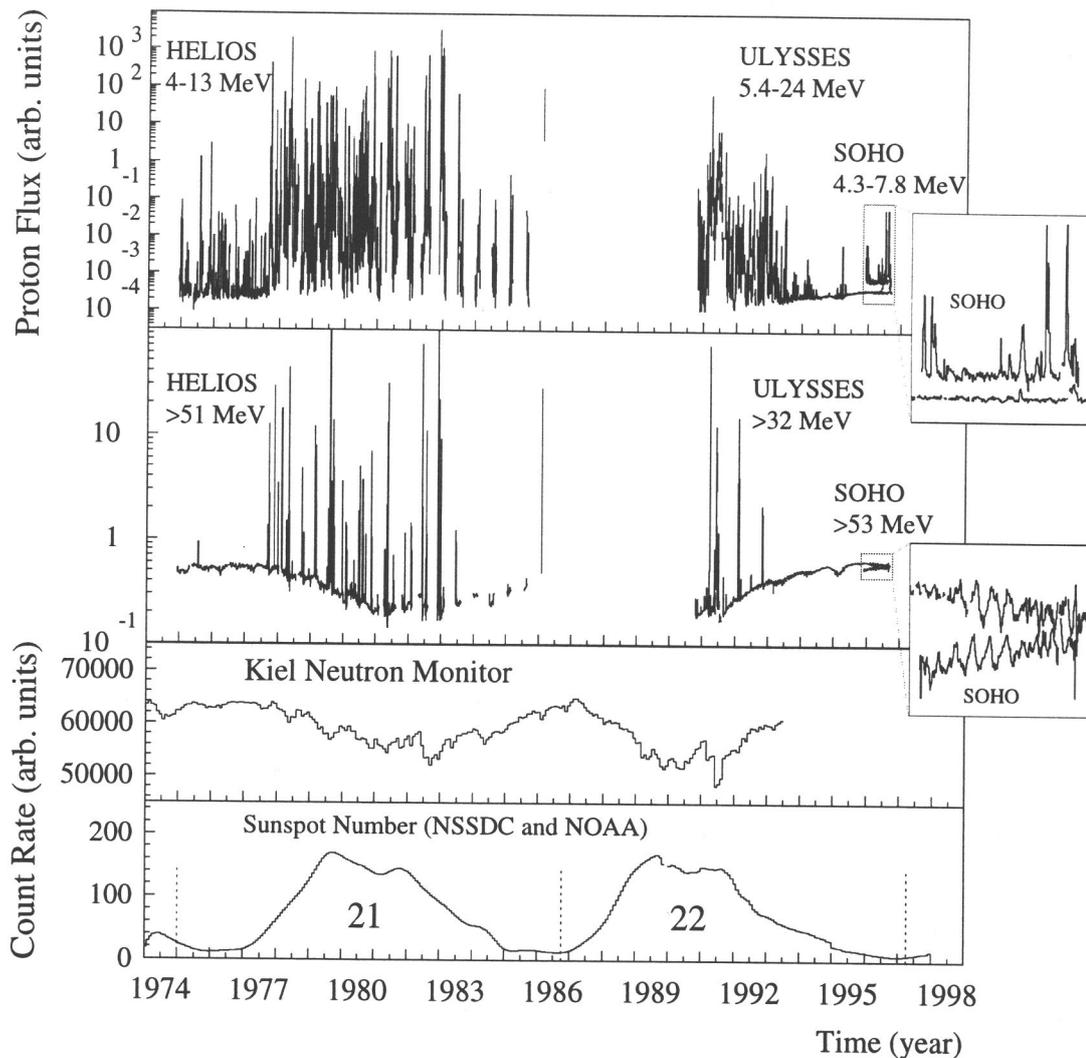


Abbildung 1.10: 23 Jahre energiereiche Protonen in der inneren Heliosphäre, gemessen mit Kieler Instrumenten auf den Raumsonden HELIOS, ULYSSES und SOHO. Während HELIOS (Abstand zur Sonne: 0.3 bis 1 AU) und SOHO (1 AU) in der Ekliptik, der Ebene der Erdbahn um die Sonne, messen, erkundet ULYSSES als erste Raumsonde mit den Polüberflügen hohe solare Breiten bis 80° (Abstand: 1 bis 5 AU). 22 Jahre nach dem Beginn der HELIOS-Mission 1974 im solaren Minimum zu Anfang des Zyklus 21 sieht SOHO die gleichen magnetischen Verhältnisse und Ausbreitungsbedingungen im Minimum zwischen den Zyklen 22 und 23. *Oben*: Koinzidenzkanäle mit vergleichbaren Protonenenergien, *links* das HELIOS1-Experiment E6 und *rechts* die ULYSSES-Mission zu den Polen der Sonne, mit den neuen SOHO-Daten als Referenz bei 1 AU. Dargestellt sind Tagesmittelwerte der Intensitäten, der Zeitraum der SOHO-Mission wurde zur Verdeutlichung herausvergrößert. *Unten*: Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung aus der Zählrate des Kieler Neutronenmonitors (Monatsmittel) und der Verlauf der gemittelten Sonnenfleckenanzahl mit Vorhersage bis zum Jahr 1998. Mit dem 11jährigen Wechsel des solaren Magnetfeldes (Solarzyklus), dargestellt durch den Verlauf der Sonnenfleckenanzahl, verändern sich auch zyklisch die Strukturen der Heliosphäre und damit die Ausbreitungsbedingungen für die kosmische Strahlung: die Intensität hochenergetischer Protonen (KNM ≥ 2200 MeV, HELIOS1 >51 MeV, ULYSSES >32 MeV, SOHO >53 MeV) sinkt mit steigender Sonnenaktivität und steigt an bei verringerter Aktivität (Abschirmeffekt), nur wenige große solare Ereignisse erreichen derart hohe Energien. In den niederenergetischen Protonenkanälen (*oben*) zeigt sich eine Vielzahl an solaren Ereignissen. Im Aktivitätsmaximum wird die innere Heliosphäre bestimmt durch die Protonen solaren Ursprungs, während die hochenergetische galaktische Komponente nur schwer in das innere Sonnensystem eindringen kann.

Auch in der Datenverarbeitung an Bord der Raumsonde wurden neue Konzepte verwirklicht. Durch ein effizientes Prozessorsystem und eine hohe Datenübertragungsrate wird ein großer Anteil der einfallenden Teilchen pulshöhenanalysiert, d.h. der Energieverlust in jedem durchlaufenen Detektor wird bestimmt und zur weiteren Auswertung zum Boden übertragen. In ruhigen Zeiten werden etwa 95% der einfallenden Teilchen auf diese Weise detailliert erfaßt. Eine Koinzidenzlogik bestimmt mit vernachlässigbarer Totzeit den absoluten Fluß der Teilchen. Bei Teilchenereignissen steigen die Teilchenraten um Größenordnungen an. Die Limitierung der Datenrate wird ausgeglichen durch die Erstellung von Energiespektren bereits an Bord der Raumsonde und die Übertragung des Spektralverlaufes in hoher zeitlicher Auflösung.

Die wissenschaftliche Aufgabe dieser Arbeit ist zweigeteilt:

Zunächst wird im Kapitel 2 das Instrument entwickelt, wobei die neuen Techniken zum Tragen kommen, um z.B. Randeffekte von Detektoren zu vermindern oder durch die 'on-board'-Auswertung die Rate der analysierten Teilchen zu erhöhen. Das Konzept (Ideal) eines neuen Sensors wird realisiert. Die zum Nachweis erforderlichen Grundzüge der Wechselwirkung von Teilchen und Materie werden zu Beginn des Kapitels dargestellt.

Dann wird das Instrumentkonzept durch ein mathematisches Modell und Monte-Carlo-Simulationen in Design und Aufbau (sowie im Verständnis) verifiziert. Wichtige Parameter wie der energieabhängige Geometriefaktor bei isotropem Teilcheneinfall lassen sich auf diese Weise zuverlässig bestimmen.

In Kapitel 3 folgt die dreistufige Eichung vom Einzeldetektorsignal über das Signal minimalionisierender Teilchen zur Beschleuniger-Eichung. Eichmessungen am Beschleuniger geben die Referenz für den parallelen Einfall einer Teilchensorte fester Energie und stützen die Glaubwürdigkeit des Simulationsmodells. Das Energieauflösungsvermögen und die Isotopentrennung werden durch die Messungen festgestellt, und Techniken für die Flugdatenauswertung entwickelt.

Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich ab Kapitel 4 mit der Analyse der Flugdaten. Zu ruhigen Zeiten im solaren Minimum wird das Instrumentverhalten untersucht, erstmals konfrontiert mit isotropem Teilcheneinfall aller Energien und Teilchenpopulationen. Das Konzept stellt sich der Wirklichkeit, Abweichungen vom Ideal werden untersucht und qualitativ sowie quantitativ eingeordnet. Der Energiebereich für Nukleonen wird durch differentielle Unterkanäle im Integralkanal bis in den Bereich von 300 MeV/n ausgedehnt.

In Kapitel 5 wird anhand des bisherigen Missionsverlaufs dargestellt, daß mit dem neuen Instrumentkonzept eine Fülle neuer Erkenntnisse über die kosmische Strahlung in der Heliosphäre gewonnen werden kann.

Das Verständnis vom Instrument wird auf aktuelle Bereiche der Erforschung der Heliosphäre angewandt. Zunächst wird die galaktische kosmische Strahlung in ihren Anteilen bestimmt und die Energiespektren der Nukleonen und Elektronen werden erstellt. Daran anschließend wird das erste größere solare Ereignis vom 9. Juli 1996 diskutiert. Die Behandlung von Elektronen (und deren Kontamination) wird erarbeitet, und die spektrale Energieverteilung sowohl zu ruhigen Zeiten als auch im Ereignisverlauf bestimmt. Die Betrachtung von korotierenden Wechselwirkungsregionen steckenbleibender und durchdringender Teilchen wird untersucht und mit Messungen auf der ULYSSES-Raumsonde verglichen. In einem kleineren Abschnitt zeigen sich die Elementhäufigkeiten bei relativistischen Energien als Sonden für das interstellare Medium.

In Kapitel 6 folgt die Zusammenfassung der Arbeit mit einer Darstellung und Diskussion der gewonnenen Erkenntnisse und Problembereiche. Ein Ausblick verweist auf die nächstliegenden Fragestellungen und den Abgleich zu höheren und niedrigeren Energien mit den beteiligten CEPAC-Instrumenten. Der Anhang enthält neben einer bemaßten Detailzeichnung des Sensors einen Teil zur tiefenabhängigen Massentrennung sowie zweidimensionale Darstellungen der Energieverluste tieferliegender Detektoren, auf die im Verlaufe der Arbeit hingewiesen wird.

Kapitel 2

Entwicklung des Instruments

In der Einleitung wurde die Zielsetzung für den Kieler Beitrag EPHIN zur SOHO-Mission dargestellt. Das Instrument muß folgende Aufgaben erfüllen:

- (a) eine gute Trennung zwischen den verschiedenen Teilchensorten der Nukleonenkomponente, insbesondere die Auflösung der Isotope von Wasserstoff und Helium
- (b) eine gute Trennung zwischen Elektronen und Nukleonen
- (c) eine zuverlässige Bestimmung der Energiespektren, d.h. der differentiellen Intensitäten der einzelnen Teilchensorten über einen großen Energiebereich
- (d) eine hohe zeitliche Auflösung bei rasch veränderlichen Phänomenen.

Die Erfahrungen mit den Weltrauminstrumenten für die Missionen HELIOS und ULYSSES haben gezeigt, daß bei der Lösung dieser klassischen Aufgabe für die Untersuchung der kosmischen Strahlung im Sonnensystem verschiedene Typen von Problemen auftreten. Die Eigenschaften der Detektoren und der sie umgebenden passiven Struktur – wie Detektorhalterungen, Folien und Gehäusemechanik – bestimmen den Unterschied zwischen einem “idealen” Teilchenteleskop und dem “realen” Nachweisgerät für geladene Teilchen.

Die Teilchentrennung, Aufgaben (a) und (b), ist im wesentlichen auf die Eigenschaften der Detektoren und deren Anordnung zurückzuführen. Elektronen, die sich aufgrund der Vielfachstreuung im Detektor wie Protonen darstellen, ein vermindertes Signal von Teilchen durch das unvollständige Durchlaufen des empfindlichen Detektorvolumens im Randbereich, Wegstreckenverlängerungen durch schrägen Teilcheneinfall und rückwärtig einfallende Teilchen erschweren eine zuverlässige Teilchentrennung erheblich und lassen oft eine Isotopenauflösung nicht zu (siehe HEBER [Heb91], BIALK et al. [BDH91, Bia91] und SIERKS [Sie88]).

Im EPHIN-Instrument wird mit den ionenimplantierten Detektoren eine neue Technik eingesetzt. Das photolithographische Herstellungsverfahren erlaubt eine Unterteilung der beiden dünnen Frontdetektoren in jeweils 6 Segmente. Die Kenntnis der durchlaufenen Segmente in diesen Detektoren schränkt den Winkelbereich ein, unter dem ein Teilchen eingefallen ist, und bestimmt damit den Bereich der Wegstreckenverlängerung im Detektor. So können selbst bei großem Geometriefaktor geringe Anteile der H- und He-Isotope identifiziert werden. Diese Detektoren haben weiterhin den Vorteil, durch die Verwendung eines umschließenden Guard-Rings weitgehend frei von störenden Randeffekten zu sein (KLEMT [Kle91], ELENDET [Ele92]). Randeffekte in den tieferliegenden Detektoren können untersucht werden, indem in der Flugdatenanalyse Teilchendurchgänge durch übereinanderliegende Segmente in den beiden Frontdetektoren mit denen der vollen Aperturöffnung verglichen werden.

Neue Konzepte in der Datenverarbeitung an Bord der Raumsonde zur gleichzeitigen Lösung der Aufgaben (a) bis (d) wurden durch ein effizientes Prozessorsystem, niedrige Ansprechschwellen, Datenkompression und eine hohe Datenübertragungsrate verwirklicht. Damit wurde es möglich, einen großen Anteil der einfallenden Teilchen in ihrer Pulshöhe zu analysieren, d.h. den Energieverlust in jedem durchlaufenen Detektor zu bestimmen und zur weiteren Auswertung zum Boden zu übertragen. Eine Koinzidenzlogik ermittelt in Zählkanälen den absoluten Fluß der einfallenden Teilchenpopulationen. Die zeitlichen Strukturen dieser Zählkanäle werden mit hoher Auflösung übertragen und sind eine wichtige Information für die Interpretation der untersuchten Phänomene. Bei solaren Ereignissen übersteigt die Anzahl der pulshöhenanalysierten Teilchendurchgänge die Übertragungsrate, daher werden zusätzlich zu einem statistischen Anteil an Pulshöhenanalysen bereits an Bord der Raumsonde Energiespektren (Histogramme) erstellt und nur der Spektralverlauf übermittelt. Weiterhin reduziert bei hohen Teilchenraten eine Ringsegmentautomatik durch Abschalten der Randsegmente der beiden Frontdetektoren wirksam den Geometriefaktor und beugt damit Totzeitverlusten und Sättigungseffekten vor.

In dem vorliegenden Kapitel werden zunächst die zum Nachweis geladener Teilchen erforderlichen Grundzüge der Wechselwirkung von Teilchen und Materie dargestellt und die zum Nachweis verwendeten Detektortypen vorgestellt. Dann werden die Methoden zur Energiebestimmung der Teilchen erarbeitet.

Hieraus wird das neue Instrument EPHIN entwickelt. Das dargestellte Prinzip der Teilchendifferenzierung ist grundlegend für das Verständnis der Flugdaten. Die Randbedingungen aus der bordseitigen Signalverarbeitung geben die Grenzen für das Auflösungsvermögen des Instruments vor.

Im dritten Teil wird das neue Instrument durch ein mathematisches Modell und Monte-Carlo-Simulationen verifiziert. Die Responsefunktionen, also der energieabhängige Geometriefaktor für den Nachweis von Protonen, Heliumkernen und Elektronen bei isotropem Teilcheneinfall, lassen sich auf diese Weise zuverlässig bestimmen. Die Wirksamkeit der Segmentierung zeigt sich in der Trennung von ^3He und ^4He .

2.1 Grundlagen des Teilchennachweises

Der Nachweis energiereicher geladener Teilchen basiert auf deren Energieverlusten in aktiven Absorbern, den Detektoren. Die Energieverluste werden mit der BETHE-BLOCH-Beziehung beschrieben und erlauben, in Kombination mindestens zweier Detektoren, die Energie der einfallenden Teilchen und den Teilchentyp zu bestimmen.

2.1.1 Wechselwirkungen geladener Teilchen in Materie

Geladene Teilchen verlieren beim Durchqueren von Materie kinetische Energie durch inelastische Stöße mit den Elektronen des Absorbermaterials. Diese Stöße führen zur Anregung oder Ionisation des Absorbers sowie zur Streuung der Teilchen. Die bei einem Teilchendurchgang gebildete Anzahl von Ionen und Elektronen und die Anregungszustände der Atome hängen dabei vom durchsetzten Medium und der Energie des einfallenden Teilchens ab.

Bei energiereichen Teilchen (MeV-Bereich) ist die kinetische Energie sehr viel größer als die Bindungsenergie des Hüllenelektrons, so daß die meisten inelastischen Stöße das Absorberatom ionisieren. Da die kinetische Energie des Hüllenelektrons nach dem Stoß ein Vielfaches der Bindungsenergie beträgt, kann es als freier Stoßpartner angesehen werden.

Betrachtet man den einzelnen Stoß zwischen einem einfallenden Teilchen mit dem Impuls \vec{p} und einem ruhenden Hüllenelektron, so errechnet sich mit Hilfe der Impuls- und der Energieerhaltung

m	Ruhemasse und
v	Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
m_e	Ruhemasse des Elektrons
c	Lichtgeschwindigkeit
β	$= v/c$
e	Elementarladung
z	Ladungszahl des Teilchens
\vec{p}	Teilchenimpuls
E	kinetische Energie des einfallenden Teilchens
E_{max}	maximale bei einem Stoß übertragbare Energie
θ	Winkel zwischen Ein- und Ausfallsrichtung
γ	$= E/mc^2$
Z	Kernladungszahl und
A	Atomgewicht des Absorbermaterials
$\langle I \rangle$	mittlere zur Ionisation erforderliche Energie
x	Schichtdicke und
ρ	Dichte des Absorbermaterials

Tabelle 2.1: Abkürzung und Bedeutung häufig verwendeter Größen

unter Verwendung der Größen aus Tabelle 2.1 die kinetische Energie E' des einfallenden Teilchens nach dem Stoß gemäß ROSSI [Ros52] relativistisch zu

$$E' = 2 m_e c^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{(m_e c^2 + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4})^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta} \quad (2.1)$$

Ist $\theta = 0$, so erfolgt der maximale Energieübertrag E_{max} auf das Elektron.

Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Energieverlust

Unter der Primärionisation eines Teilchens wird die pro g/cm^2 oder pro cm Wegstrecke in einem Medium erzeugte Anzahl von Ionenpaaren verstanden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen mit der Ladung ze und der kinetischen Energie E nach Durchsetzen einer Materieschicht der Dicke dx (in g/cm^2) bei einem einzelnen Stoß einem Hüllenelektron eine Energie zwischen E' und $E' + dE'$ überträgt, wird durch die RUTHERFORD-Formel beschrieben

$$\phi_{col}(E, E') dE' dx = 0.3 m_e c^2 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \frac{dE'}{E'^2} dx \quad (2.2)$$

Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung gilt für Energieübertragungen, die klein gegenüber der Stoßenergie des einfallenden Teilchens sind. Es zeigt sich, daß der Energieübertrag proportional zur Kernladungszahl der durchsetzten Materie, aber umgekehrt proportional zum Atomgewicht A , der Geschwindigkeit v des einfallenden Teilchens und der Elektronenenergie E' nach dem Stoß ist. Aus der quadratischen Abhängigkeit der beiden letzten Terme folgt, daß schnelle energiereiche Teilchen weniger stark ionisieren und daß es bei der Ionisierung nicht sehr wahrscheinlich ist, freie Elektronen hoher Energie zu erzeugen, also große Energieverluste zunehmend unwahrscheinlich werden. Trotzdem können einige Elektronen Energien im keV-Bereich (die sog. δ -Strahlung) und sogar im MeV-Bereich ('knock-on-electrons') erhalten.

Die so entstandenen freien Elektronen können nun ihrerseits die umgebende Materie ionisieren, so daß zur primären Ionisation des einfallenden Teilchens noch ein sekundärer Anteil hinzukommt.

Die totale spezifische Ionisation bezeichnet daher die mittlere Anzahl von Ionenpaaren pro g/cm^2 , die unter Einbeziehung der Folgegenerationen insgesamt gebildet wird.

Der mittlere Energieverlust

Der Energieverlust eines Teilchens in einem Absorber setzt sich aus der Summe der Energieverluste einer Vielzahl von Einzelstößen zusammen. Betrachtet man eine große Anzahl von Teilchen einer Sorte bei gleicher Energie, die einen Absorber durchqueren, so stellt man eine Streuung um einen mittleren Wert für die Anzahl der Stöße und den Energieverlust fest.

Der mittlere durch Ionisation hervorgerufene Energieverlust dE/dx , das Bremsvermögen, ist für ein einfallendes Teilchen der kinetischen Energie E gegeben durch

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \int_0^E E' \phi_{col}(E, E') dE'. \quad (2.3)$$

Die Integration ergibt unter Berücksichtigung relativistischer und quantenphysikalischer Aspekte für schwere geladene Teilchen ($m \gg m_e$), deren Geschwindigkeiten sehr viel größer als die Umlaufgeschwindigkeiten der Elektronen sind, die BETHE-BLOCH-Beziehung

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_i}{Z} - \frac{\delta}{2} \right\}. \quad (2.4)$$

Der mittlere Energieverlust ist somit abhängig von der Ladung z und der Geschwindigkeit v des Teilchens sowie von den Parametern Z , A , ρ des Absorbers und der mittleren Ionisationsenergie $\langle I \rangle$. Je größer die Kernladungszahl, Dichte und Ionisationsenergie des Absorbers sind, desto mehr Energie verliert das eindringende Teilchen.

Der zweite Term in der Klammer berücksichtigt relativistische Effekte. Die Faktoren C_i/Z mit $i = \{K, L, M, \dots\}$ sind Korrekturterme, die die geringere Ionisationswahrscheinlichkeit der inneren Schalen bei niedrigen Einfallenergien berücksichtigen. Die bei hohen Teilchenenergien auftretende Polarisation ist in dem Term $\delta/2$ enthalten.

Der Energieverlust entsprechend der BETHE-BLOCH-Beziehung wächst quadratisch mit der Ladung z des Teilchens und nimmt quadratisch mit seiner Geschwindigkeit v ab. Für ein konkretes Absorbermaterial und langsame Teilchen mit nicht-relativistischen Energien ($\langle I \rangle \ll E \ll m c^2$) variiert der erste Term der Klammer nur wenig, und die relativistischen Anteile sind vernachlässigbar klein, so daß der Term vor der Klammer bestimmend wirkt

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2}, \quad (2.5)$$

oder, unter Verwendung der kinetischen Energie $E = m v^2 / 2$,

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{m z^2}{E}. \quad (2.6)$$

Bei gleichzeitiger Messung der Einfallenergie E und des Energieverlusts $-dE/dx$ ist folglich eine Bestimmung des Produkts $m z^2$ und somit eine Teilchenidentifizierung möglich.

Trägt man für einen Absorber den Energieverlust verschiedener Teilchentypen gemäß der BETHE-BLOCH-Beziehung über der Energie der Teilchen auf, so ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Masse der Teilchen die in Abbildung 2.1 dargestellten Verläufe. Mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die Wechselwirkungszeit ab und reduziert die Möglichkeit zur Energieübertragung. Werden die Geschwindigkeiten relativistisch, so trägt der logarithmische Term

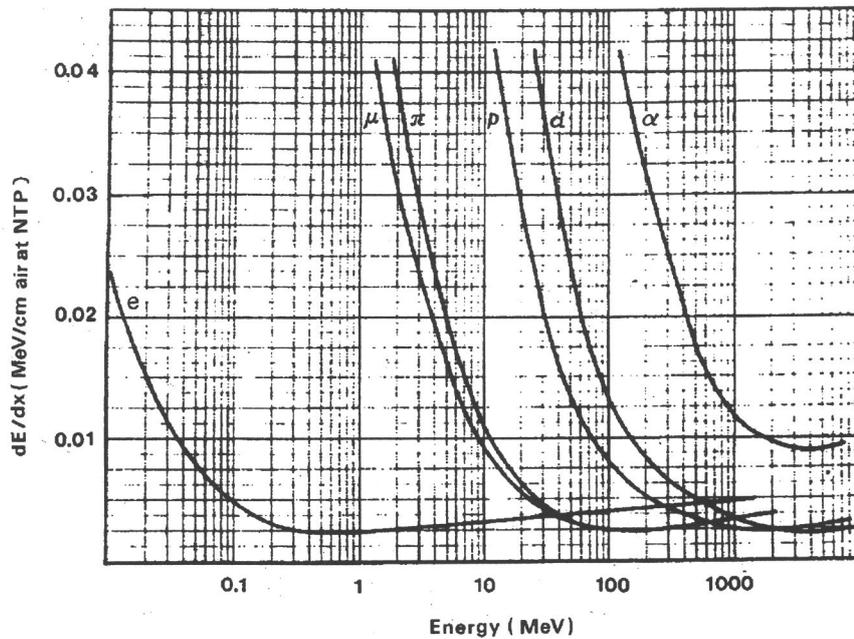


Abbildung 2.1: Die BETHE-BLOCH-Beziehung in Abhängigkeit von der Energie für geladene Teilchen (TAIT [Tai71]). Bei kleinen Energien ist der Energieverlust proportional zur Ladung und umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Teilchen, bei etwa dem Doppelten der Ruheenergie sind die Teilchen minimal-ionisierend. Durch relativistische Effekte steigt der Energieverlust zu höheren Energien wieder schwach an.

zu einem schwachen Anstieg des Energieverlusts bei. Es entsteht ein flaches Minimum im Bereich von $m c^2 \leq E \leq 2 m c^2$ und die Teilchen sind minimal-ionisierend.

Der Energieverlust relativistischer Elektronen mittels Anregungs- und Ionisationsprozessen ist bei HERTZ [Her66] niedergelegt. Das einfallende Elektron verliert aus klassischer Sicht seine Energie durch eine Impulsübertragung auf das Hüllenelektron. Die Impulsübertragung ist proportional zur wirkenden COULOMB-Kraft und zur Zeitdauer der Einwirkung und erfolgt nur auf kleine Entfernungen, da die Hüllenelektronen gebunden sind.

Durch die Kontraktion des elektrischen Feldes des einfallenden Elektrons wird bei relativistischen Energien eine Impulsübertragung auch über größere Entfernungen bewirkt, daher nimmt der Energieverlust bei hohen Energien wieder zu. Der mittlere Energieverlust von Elektronen ist gegeben durch

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

Durchdringt ein elektrisch geladenes Teilchen Materie, so wird es als Folge des ständigen Energieverlustes nach genügender Schichtdicke schließlich zur Ruhe kommen. Mit Hilfe der Energieverlust-Beziehung kann die Restenergie und damit die Reichweite R für relativistische Teilchen bestimmt werden zu

$$R = const E. \quad (2.7)$$

Der Energieverlust-Beziehung kann man weiterhin entnehmen, daß bei abnehmender kinetischer Energie der Teilchen die Ionisation am Ende der Reichweite zunimmt. Der Energieverlust

steigt an, und es werden mehr Ionenpaare pro Zentimeter Wegstrecke erzeugt. Die Zunahme der Ionisationsdichte am Reichweitenende ist durch die BRAGG-Beziehung gegeben (MARMIER und SHELDON [MS69]).

Energieverlust durch Bremsstrahlung

Bei Elektronen nimmt mit steigender Energie neben der Ionisation der Energieverlust durch Bremsstrahlung an Bedeutung zu. Wenn ein Elektron in der Nähe von Kernen oder Elektronen der Materie vorbeifliegt, erfährt es durch deren elektrische Felder eine Änderung der Richtung und Geschwindigkeit, die mit einem Energieverlust verbunden ist. Die entstehende elektromagnetische Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet.

Die Beschleunigung eines geladenen Teilchens der Masse m und der Ladung ze im COULOMB-Feld eines Kerns der Ladung Ze ist proportional zu zZe^2/m , die Strahlungsintensität variiert mit dem Quadrat dieses Terms. Während der Energieverlust durch Bremsstrahlung bei schweren Teilchen ($m \gg m_e$) folglich unwesentlich ist, überwiegt er bei Elektronen mit relativistischen Energien gegenüber dem Energieverlust durch Ionisation.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron der kinetischen Energie E beim Durchqueren von Materie der Dicke dx ein Photon im Energiebereich zwischen E' und $E' + dE'$ erzeugt, ist nach BETHE und HEITLER [Ros52] gegeben durch

$$\phi_{rad}(E, E') dE' dx = \frac{4 N Z^2 r_e^2}{137 A} \frac{dE'}{E'} F(U, \nu) dx, \quad (2.8)$$

mit der totalen Energie $U = E + m_e c^2$ des Elektrons, der relativen Photonenenergie $\nu = E'/U$ und F , einer schwach abhängigen Funktion von U und ν .

Der mittlere durch Bremsstrahlung hervorgerufene Energieverlust pro g/cm^2 ist für ein einfallendes Elektron der kinetischen Energie E gegeben durch

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \int_0^E \phi_{rad}(E, E') dE'. \quad (2.9)$$

Die Integration ergibt für relativistische Elektronen

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{4 N Z^2 r_e^2 E}{137 A} \left\{ \ln \left(\frac{187}{\sqrt[3]{Z}} + \frac{1}{18} \right) \right\}. \quad (2.10)$$

Der mittlere Bremsstrahlungsverlust ist damit proportional zur kinetischen Energie E des Elektrons, dem Quadrat der Kernladungszahl Z und umgekehrt proportional zum Atomgewicht des Absorbers.

Den mittleren Energieverlust eines Elektrons beim Durchlaufen von Materie erhält man aus der Summe der Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (2.11)$$

Die Bremsstrahlungsverluste werden mit dem erzeugten Photon fortgetragen. Nur wenn das Photon durch Photo- oder COMPTON-Effekt im Absorbermaterial sekundäre Ladungsträger (Elektronen) freisetzt, kann durch deren Ionisation der Bremsstrahlungsverlust auch nachgewiesen werden. Die sog. kritische Energie bei Gleichheit der Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste ist abhängig vom durchsetzten Material und beträgt in Silizium etwa 58 MeV.

Die elastische Streuung geladener Teilchen

Durchsetzen geladene Teilchen Materie, so erfolgen neben den inelastischen Prozessen der Anregung und Ionisation auch elastische, die nur zu einer Ablenkung des Teilchens von seiner geradlinigen Bahn führen. Diese Streuprozesse sind auf die Wirkung des zwischen dem Kern und dem einfallenden Teilchen herrschenden COULOMB-Feldes zurückzuführen.

Der Wechselwirkungsquerschnitt σ_{scat} für den elastischen Einzelprozeß mit dem Streuwinkel θ ist durch die Streuformel von RUTHERFORD [Ros52] gegeben

$$\sigma_{scat}(\Omega) = \frac{1}{4} \left(\frac{Z z e^2}{2 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (2.12)$$

Aufgrund der vielen Streuprozesse, die sich aus Symmetriegründen zumeist kompensieren, behalten schwere Teilchen im Mittel ihre Bahn bei. Nur in Einzelfällen wird eine Versetzung der Bahn um ein Δx oder der Austritt unter einem Streuwinkel $\Delta\theta$ erfolgen. Die zugehörigen Winkelverteilungen sind von MOLIÈRE [Mol48] berechnet worden. Die MOLIÈRE-Verteilung geht in eine GAUSS-Verteilung über, falls sich die Streuung aus einer Vielzahl von kleinen Einzelstreuungen zusammensetzt; diese Näherung gilt für Protonen und schwere Teilchen.

Elektronen erleiden hingegen eine starke Streuung. Dies führt zu einer Versetzung der Teilchenspur und dem Austritt unter einem mittleren Streuwinkel Φ_m . Für die Vielfachstreuung von Elektronen läßt sich nach BETHE [Bet53] eine Winkelverteilung angeben. Der mittlere Ablenkwinkel Φ_m ist durch folgende Näherung gegeben

$$\Phi_m = \sqrt{\left(\frac{E_s}{p c \beta} \right)^2 \frac{x}{X_0}}, \quad (2.13)$$

mit der Konstanten $E_s = (4 \pi 137)^2 m_e c^2 = 21.1 \text{ MeV}$, der Schichtdicke x der durchquerten Materie und der Strahlungslänge X_0 im Absorbermaterial.

Die Vielfachstreuung von Elektronen führt zu großen Schwankungen in der Reichweite der Teilchen und den lokal verteilten Energieverlusten. Da zudem Photonen aus der Bremsstrahlung einen Teil der Energie mitnehmen, gewinnt die Monte-Carlo-Simulation durch die Behandlung des statistischen Verhaltens in einer konkreten Detektoranordnung an Bedeutung. Der Nachweis von Elektronen über einen großen Energiebereich und bei isotropem Teilcheneinfall wird im Abschnitt 2.5.4 zur Bestimmung der energieabhängigen Responsefunktion aus der Simulation ausführlich behandelt.

2.1.2 Energiebestimmung mit Detektoren

Um energiereiche geladene Teilchen nachzuweisen, nutzt man deren Ionisationsvermögen in aktiven Absorbern, z.B. in Halbleiterdetektoren. Der Detektor mißt die Anzahl der erzeugten Ladungsträger und damit den Energieverlust des Teilchens. Liegt ein Detektorsignal oberhalb einer gewissen Schwelle, die das Eigenrauschen durch Rekombinationsvorgänge und das elektronische Rauschen im Meßkanal unterdrückt, so ist ein Teilcheneinfall nachgewiesen. Das Signal mindestens zweier Detektoren erlaubt zudem, die Energie des eingefallenen Teilchens und die Teilchenart zu bestimmen. Im EPHIN-Instrument werden zwei Typen von Halbleiterdetektoren verwandt, ionenimplantierte und Lithium-gedriftete Halbleiter, sowie ein Plastiksintillator als aktive Antikoinzidenz. Für das Verständnis der Arbeit wird die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren behandelt, um daraus die Vorteile der neuen ionenimplantierten Detektoren, aber auch die der klassischen Lithium-gedrifteten abzuleiten.

Halbleiterdetektoren

Der Energieverlust durch Ionisation beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie erzeugt entlang der Teilchenbahn Ionen-Elektronenpaare, deren Anzahl n_{ion} proportional zum Energieverlust ΔE (entsprechend der BETHE-BLOCH-Beziehung) und umgekehrt proportional zum Ionisationspotential $\langle I \rangle$ ist

$$n_{ion} \propto \frac{\Delta E}{\langle I \rangle} \tag{2.14}$$

Im elektrischen Feld in der Raumladungszone eines Detektors bewegen sich die Ladungsträger zu den Elektroden und bewirken einen Ladungspuls, der dem Energieverlust des Teilchens proportional ist. Der Ladungspuls wird mit Hilfe eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers aufbereitet und einer elektronischen Weiterverarbeitung zugeführt. Der schematische Aufbau eines Halbleiterdetektors ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

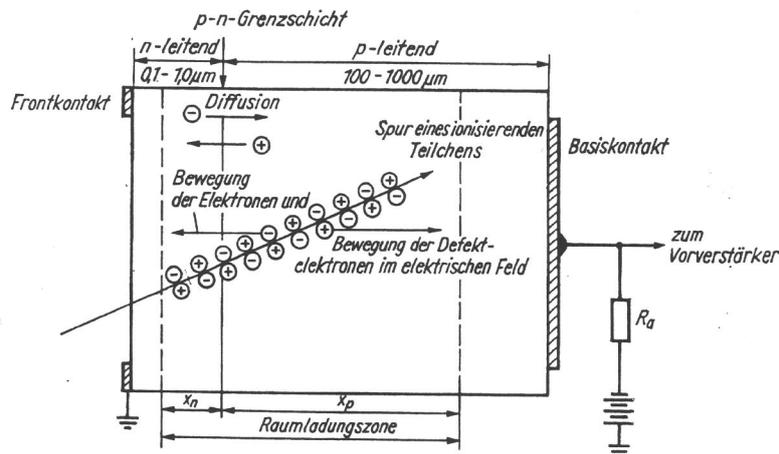


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Halbleiterdetektors mit pn-Übergang (STOLZ [Sto83]). Die vom ionisierenden Teilchen freigesetzten Ladungsträger erzeugen ein zum Energieverlust proportionales Signal.

Die Wirkungsweise eines Halbleiters wird durch das Bändermodell beschrieben. Während bei Metallen Leitungs- und Valenzband überlappen, liegen sie bei Isolatoren um einige eV auseinander. Halbleiter nehmen eine Sonderstellung ein, da bei ihnen der Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband sehr gering ist, z.B. nur 1.1 eV für Silizium. Von außen zugeführte Energie, z.B. Wärme, hebt Elektronen ins Leitungsband und hinterläßt sog. Defektelektronen oder 'Löcher' im Valenzband. Daher steigt die Leitfähigkeit von Halbleitern mit der Temperatur, bei Metallen hingegen nimmt sie ab.

Halbleiterdetektoren werden durch die Kombination von n- und p-dotierten Kristallen aufgebaut. Im Übergangsbereich rekombinieren die Elektronen aus dem n-leitenden Teil und die Defektelektronen aus dem p-leitenden Teil und bilden eine Verarmungszone, die durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung ausgedehnt wird und so das für die Registrierung von Energieverlusten sensitive Volumen des Detektors darstellt.

Für die Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares wird in Silizium eine mittlere Energie von 3.61 eV benötigt [Tai71]. Für die Freisetzung eines Ladungsträgerpaares in Gasen ist dagegen eine mittlere Energie von 30 eV und für die Erzeugung eines Photons in einem Szintillator sogar durchschnittlich 300 eV erforderlich. Bei gleichem Energieverlust ist in einem Halbleiterdetektor die

Anzahl n_{ion} freier Ladungsträger und damit die Energieauflösung $1/\sqrt{n_{ion}}$ um Größenordnungen besser als in anderen Detektormaterialien.

Ionenimplantierte Halbleiterdetektoren. Diese Detektoren werden mit Hilfe von photolithographischen Verfahren im sog. planaren Prozeß hergestellt. Hierzu werden Techniken, die aus der Produktion von integrierten Schaltkreisen bekannt sind, angewandt, um mit Masken die Form der aktiven Detektorfläche festzulegen (siehe Abbildung 2.3). Auf diese Weise wurde es möglich, Detektorsegmente zu definieren und deren Kontaktierung durch Leiterbahnen auf dem Kristall zu verlegen. Die Einführung eines Guard-Rings zwischen den Segmenten und zur Begrenzung des äußeren Detektorrandes separiert die aktiven Detektorvolumina und erzeugt scharfe Randbereiche, in denen Ladungen ggf. vom Guard-Ring abgesaugt werden, jedoch nicht zum benachbarten Segment überkoppeln. Auch wird der Detektorbereich, der für die mechanische Fixierung des Kristalls verwendet werden muß, von der aktiven Detektorfläche abgetrennt. Dies ist ein großer Vorteil z.B. gegenüber Oberflächensperrschichtdetektoren, die mit Epoxidharz in die Detektorhalterung geklebt werden. Hier erzeugen Teilchendurchgänge im Randbereich unregistrierte Energieverluste im Kleberand und in diesen, mit Epoxidharz abgedeckten und im Feldverlauf schwer definierbaren, aktiven Detektorvolumen Teilchensignaturen, die durch einen verminderten Energieverlust sowohl die Bestimmung der Gesamtenergie als auch die Teilchenklassifikation verhindern (siehe HEBER [Heb91] und HOOP [Hoo91]).

Lithium-gedriftete Detektoren. Ionenimplantierte Detektoren und Oberflächensperrschichtdetektoren lassen sich nur bis zu einer Dicke von etwa 1 mm herstellen. Um einen weiten Meßbereich mit einem Instrument abzudecken, benötigt man eine große aktive Absorbiertiefe, die nur durch die Anordnung vieler Detektoren untereinander (Nachteil: viele Analogkanäle) oder in Kombination mit sehr dicken Detektoren realisiert werden kann. Große Verarmungszonen werden nur mit Lithium-gedrifteten Detektoren erreicht. Hier wird als Ausgangsmaterial ein p-dotierter Siliziumkristall verwandt, auf dessen Vorderseite Lithium aufgebracht wird. Dadurch entsteht eine n-leitende Schicht. Unter erhöhter Temperatur und unter Einwirkung eines elektrischen Feldes driftet das Lithium in die p-Schicht hinein und kompensiert dabei Störstellen im Kristall. Es entsteht eine p-i-n-Struktur: zwischen dem p- und dem n-leitenden Bereich liegt eine Zone, die nahezu frei von Ladungsträgern ist. Zur Kontaktierung wird auf beiden Seiten Gold aufgedampft; eine etwa 1 mm breite Einfräsung begrenzt das aktive Volumen im Randbereich und reduziert den Oberflächenleckstrom. Auf der Rückseite des Detektors befindet sich eine nicht-sensitive Schicht, die Totschicht, mit einer Dicke von typisch $50\ \mu\text{m}$. Da das eingedriftete Lithium nur durch ein elektrisches Feld im Inneren des Detektors gehalten werden kann, benötigen diese Detektoren kontinuierlich eine Vorspannung (Bias), um nicht durch Diffusionsprozesse zu degradieren. Hierdurch wird das 'Handling' während der Entwicklungs- und Verifikationsphase deutlich erschwert.

Weitergehende Informationen über die Herstellung und die Eigenschaften der verwendeten Halbleiterdetektoren sind für ionenimplantierte Detektoren bei KEMMER [Kem80, Kem84] und MANFREDOTTI et al. [MGB⁺90], sowie für die Lithium-gedriftete Detektoren bei WALTON und GOULDING [WG87] zu finden.

Szintillationsdetektor

Neben den Halbleiterdetektoren wird im EPHIN-Instrument ein Szintillator aus organischem Plastikmaterial als aktiver Antikoinzidenzdetektor verwendet.

Beim organischen Szintillationsdetektor wertet man das bei einem Teilchendurchgang erzeugte Fluoreszenzlicht mit Hilfe eines Photomultipliers aus. Ein einfallendes ionisierendes Teilchen führt entlang seiner Bahn zu Anregungszuständen und Gitterschwingungen der betroffenen Moleküle. Fällt ein angeregtes Elektron in den Grundzustand zurück, so wird die freiwerdende Energie in Form eines Lichtquants mit einer definierten Wellenlänge abgestrahlt.

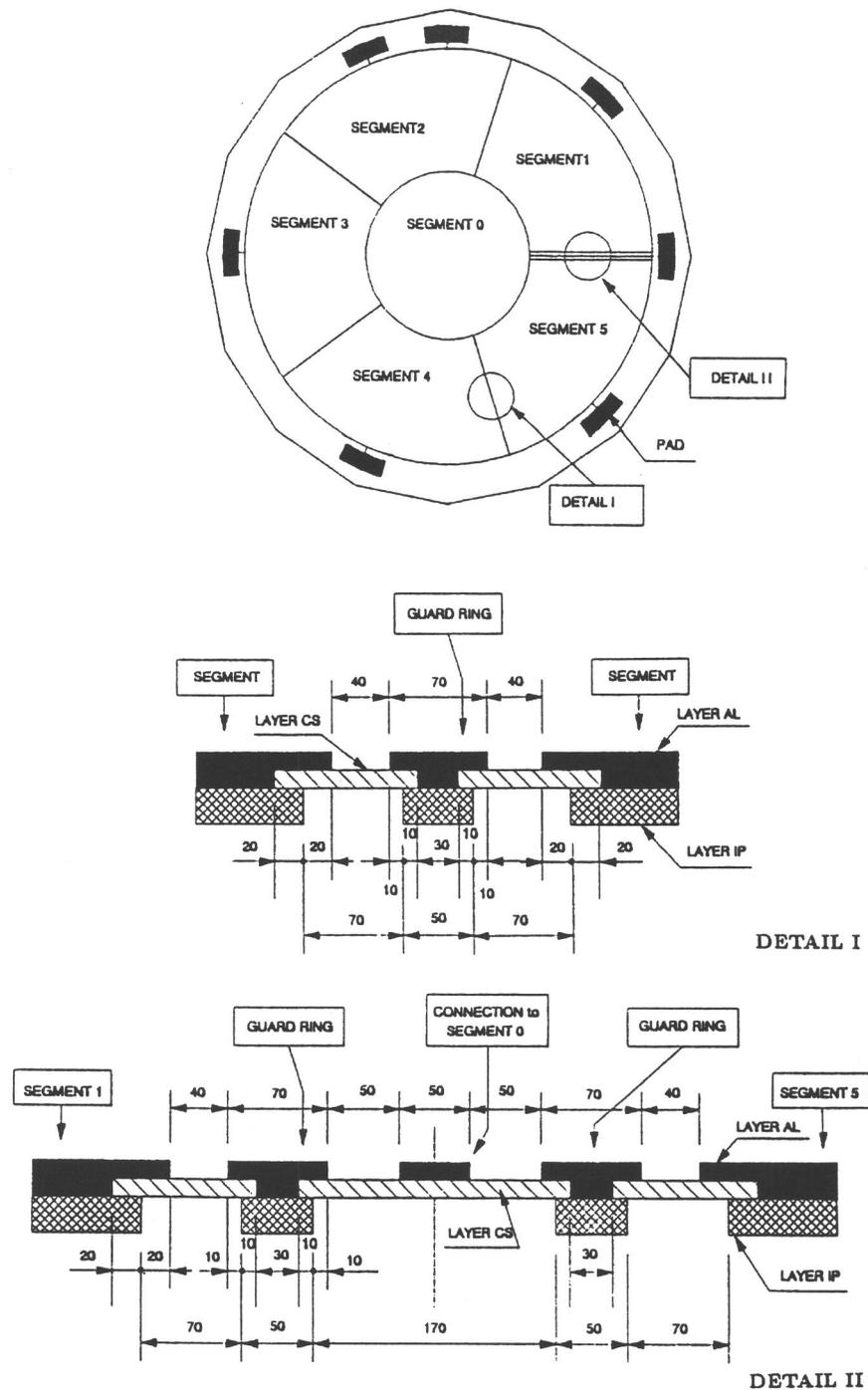


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der segmentierten ionenimplantierten Frontdetektoren des EPHIN-Instruments. Die Detailzeichnung I zeigt den Aufbau im Bereich zwischen Segment 4 und 5 mit dem trennenden Guard-Ring, und Detail II enthält zusätzlich den Verbindungssteg zum Mittelsegment, der zur Kontaktfläche nach außen geführt werden muß. Die Bemaßungen sind in μm angegeben. Bezeichnungen: AL - Aluminium-Schicht, CS - SiO_2 -Schicht, IP - hochdotierte ionenimplantierte Schicht, Pad - Kontaktfläche.

Da ein homogenes Material die erzeugten Photonen auch wieder absorbiert, werden bei der Herstellung sog. Aktivatoren beigemischt, die, durch die Gitterschwingungen oder durch das Photon angeregt, Licht in einem Frequenzbereich emittieren, in dem der Szintillator nicht reabsorbiert, also transparent ist. Durch diese 'Frequenz-Shifter' wird das Lichtspektrum auch der Empfindlichkeit des Photomultipliers angepaßt. In der Photokathode des Photomultipliers werden durch Photoeffekt Elektronen herausgelöst und durch Sekundärelektronenvervielfachung in einer Dynodenkaskade zu einem meßbaren Strompuls verstärkt, der den Teilcheneinfall nachweist.

Obwohl zwischen der im Szintillator abgegebenen Energie dE/dx eines einfallenden Teilchens und der Anzahl erzeugter Photonen ein linearer Zusammenhang besteht, bewirken Schwankungen in der Lichtsammlung, Effekte der Reabsorption und die Quanteneffizienz der Photokathode, daß dieser Detektortyp zur Energiebestimmung nicht verwandt wird. Der Vorteil liegt in der mechanischen Formbarkeit des Detektors und in der Schnelligkeit des Signals (Licht). Daher wird der Szintillator im EPHIN-Instrument als Antikoinzidenzdetektor zur Generierung einer Ansprechinformation beim Durchgang eines Teilchens genutzt, um als aktive äußere Umhüllung die Geometrie des Teleskopes zu definieren. Die resultierende große Fläche gegenüber der isotrop einfallenden Teilchenpopulation erzeugt eine hohe Ansprechrate, wobei jeder Einzelpuls nur kurz anstehen darf, um einen Teilcheneinfall in der erlaubten Geometrie nicht koinzident zu stören.

Energiebestimmung mit der dE/dx -E-Methode

Die Identifizierung einfallender geladener Teilchen erfolgt durch die Analyse des Energieverlustes in einem Detektor D1 mit der Dicke Δx

$$\Delta E_1 = \frac{dE_0}{dx} \Delta x \quad (2.15)$$

und der Ermittlung der Gesamtenergie E_0 des Teilchens in einem zweiten Detektor D2. Diese Methode basiert auf einem Verfahren, das MCDONALD und LUDWIG [ML64] entwickelt haben, und wird als dE/dx -E-Methode bezeichnet.

Durchläuft ein geladenes Teilchen mit der Energie E_0 einen hinreichend dünnen Detektor D1, so ist der erlittene Energieverlust ΔE_1 vernachlässigbar klein gegenüber der Gesamtenergie E_0 des Teilchens. Ein zweiter – dicker – Detektor D2 stoppt das Teilchen und bestimmt die Gesamtenergie $E_0 = \Delta E_2$.

Mit der aus der BETHE-BLOCH-Beziehung abgeleiteten Relation 2.6 für ein bestimmtes Absorbermaterial (Detektor) und nicht-relativistische Teilchen

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{m z^2}{E} \quad (2.16)$$

ergibt sich durch Umstellung

$$-\frac{dE}{dx} E \propto m z^2 \quad \text{oder} \quad \frac{dE}{dx} E = \text{const } m z^2. \quad (2.17)$$

Somit ist nach Messung eines Energieverlustes ΔE_1 und der Einfallenergie $E = E_0 = \Delta E_2$ das Produkt $m z^2$ aus der Masse und der Ladung der Teilchen bis auf eine Konstante bekannt. Die Teilchen ordnen sich in einer Darstellung von ΔE_1 über ΔE_2 auf der sog. Ortskurve entsprechend ihrer Energie und Teilchensorte an.

Dieses Verfahren ist von großer Bedeutung für das Verständnis des EPHIN-Instruments und wird im Abschnitt 2.3 zur Teilchendiskriminierung angewandt. Durch eine Projektion entlang der Ortskurven entsteht im weiteren das Verfahren zur Massentrennung der H- und He-Isotope durch die Bestimmung der relativen Abstände zueinander (linear mit der Masse und quadratisch mit der Ladung der Teilchen).

2.1.3 Beschreibung von Teilchenensembles

Die kosmische Strahlung besteht aus einem Ensemble von energiereichen geladenen Teilchen: etwa 85% einfach geladene Wasserstoffkerne (Protonen), 14% zweifach geladene Heliumkerne (α -Teilchen), 1% Elektronen und etwa 1% schwere geladene Kerne.

Die physikalische Größe zur Beschreibung der Teilchenpopulationen ist die differentielle Intensität $I_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$, die auch als Energiespektrum bezeichnet wird. Die differentielle Intensität wird aus den gemessenen Zählraten und Energieverlusten rekonstruiert und beschreibt das Ensemble von Teilchen der Sorte ν am Ort \vec{x} . So ist $I_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) dF d\Omega dT dE$ die Anzahl Teilchen vom Typ ν , die aus dem Energieintervall von E bis $E + dE$ im Zeitintervall dT aus der Richtung $\vec{\Omega}$ und dem Raumwinkel $d\Omega$ einfällt und die zu $\vec{\Omega}$ senkrecht stehende Fläche dF durchsetzt. $d\Omega$ ist eine Fläche auf der Einheitskugel (in Kugelkoordinaten: $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$). I_ν hat die Dimension Teilchen pro ($\text{cm}^2 \text{ sr s MeV}$).

Die Abhängigkeit von der Richtung $\vec{\Omega}$ der einfallenden Teilchen führt auf die Bedeutung der differentiellen Intensität als Winkelverteilung. Die omnidirektionale, d.h. die über alle Richtungen gemittelte Intensität ergibt sich zu

$$I_0(\vec{x}, E, t) = \frac{\iint I(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) d\Omega}{4\pi}. \quad (2.18)$$

Die Winkelverteilung der einfallenden Teilchen ist isotrop, wenn die differentielle Intensität unabhängig von der Richtung $\vec{\Omega}$ ist; dann ist $I(\vec{\Omega}) = I_0$.

Die differentielle Teilchendichte $U(\vec{x}, E, t) dE dx dy dz$ ist definiert als die Anzahl der Teilchen aus dem Energieintervall von E bis $E + dE$, die sich zur Zeit t am Ort \vec{x} im Volumenelement $dx dy dz$ befindet. Die Verbindung zur differentiellen Intensität ist durch die Fluß-Dichte-Beziehung gegeben

$$U(\vec{x}, E, t) = \frac{1}{v} \iint I(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) d\Omega. \quad (2.19)$$

v bezeichnet die Teilchengeschwindigkeit. Im speziellen Fall einer isotropen Teilchenverteilung reduziert sich diese Gleichung zu

$$U(\vec{x}, E, t) = \frac{4\pi}{v} I_0(\vec{x}, E, t). \quad (2.20)$$

In einer anisotropen Verteilung besteht ein Nettofluß von Teilchen aus einer Vorzugsrichtung \vec{s}_0 , gegeben durch $\vec{s}_0 = \vec{S} / |\vec{S}|$ mit der Teilchenstromdichte \vec{S} . So ergibt sich die Anzahl Teilchen, die eine Einheitsfläche pro Zeiteinheit in Vorzugsrichtung durchlaufen, zu

$$\vec{S}(\vec{x}, E, t) dE dt = \iint \vec{\Omega} I(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) d\Omega. \quad (2.21)$$

$\vec{\Omega} = -\vec{v}_0$ ist die Blickrichtung des Sensors und der Bewegungsrichtung der Teilchen $\vec{v}_0 = \vec{v} / |\vec{v}|$ entgegengesetzt.

Da das SOHO-Raumfahrzeug 3-Achsen-stabilisiert ist, kann durch die Betrachtung nur einer Blickrichtung eine Anisotropie im Teilchenfluß nicht gemessen werden. Nur bei isotropem Teilcheneinfall kann aus einer Blickrichtung auf die einfallende Intensität zurückgeschlossen werden. Messungen ohne Kenntnis der Winkelverteilung der Teilchen müssen korrigiert werden, z.B. treffen in der Anstiegsflanke von solaren Ereignissen zunächst die zum Magnetfeld parallelen Teilchen ein und die Teilchen mit einem von Null verschiedenen Pitchwinkel α zwischen der Magnetfeldrichtung und der Teilchengeschwindigkeit verzögern sich, d.h. die Winkelverteilung ändert sich im Zeitverlauf. Hier stimmt die gesehene Intensität nicht mit der wahren Intensität überein.

Eine weitergehende Diskussion der allgemeinen Behandlung von Teilchenensembles findet sich bei [Kal89], [Gre83], [Hat93] und [Neu84].

Ansatz nach Sullivan

Mit einem Detektorteleskop auf einer Raumsonde will man von der Meßgröße Zählrate in Teilchen pro Zeiteinheit auf die physikalische Größe Intensität zurückschließen. Das Instrument registriert mit einer definierten Fläche dF in Blickrichtung $\vec{\Omega}$ Teilchen der Sorte ν und der Energie E aus einem Raumwinkelbereich $d\Omega$. Die Zählrate hängt ab von dem einfallenden Teilchenensemble und den für den Teilchennachweis spezifischen Eigenheiten des Instruments, dem sog. Response auf den Teilcheneinfall.

$C_{coinc}(\vec{x}, t_0)$	Zählrate einer Teilchensorte am Ort \vec{x} zur Zeit t_0 in einem gegebenen Energieintervall
\vec{x}	Ort und
t_0	Beginn der Messung
ν	Index der Teilchensorten
T	Zeitdauer der Messung
E	Energiebereich, über den zu integrieren ist
$\vec{\Omega}$	Richtungen im Raum, aus denen das Instrument Teilchen registrieren kann
$I_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega})$	differentielle Intensität
$R_\nu(E, F, \vec{\Omega}, T)$	Responsefunktion des Instruments für die Teilchensorte ν
F	Meßfläche, durch die Instrumentgeometrie vorgegeben

Tabelle 2.2: Abkürzung und Bedeutung der Größen in der Behandlung von Teilchenensembles mit dem Ansatz von SULLIVAN.

Das Ansprechverhalten des Instruments wird für jede Teilchensorte ν durch eine Responsefunktion $R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F)$ charakterisiert. Die Zählrate C_{coinc} in einem Meßkanal ergibt sich aus der differentiellen Intensität I_ν und der Responsefunktion R_ν nach einem Ansatz von SULLIVAN [Sul71] zu

$$C_{coinc}(\vec{x}, t_0) = \sum_\nu \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_E \int_{\vec{\Omega}} \int_F I_\nu(\vec{x}, T, E, \vec{\Omega}, F) R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F) dT dE d\Omega dF. \quad (2.22)$$

Die Bedeutung der verwendeten Größen ist in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Abhängig von der Meßgenauigkeit bei der Bestimmung der Variablen, d.h. der Energie E , des Ortes $F(x, y)$ im Detektor und der Richtung $\vec{\Omega}(\vartheta, \varphi)$ des Teilchens läßt sich die Gleichung 2.22 unterschiedlich auswerten. Im folgenden wird die Energie als wesentliche Variable verwendet. Ähnliche Ausdrücke lassen sich auch für andere Apparatureigenschaften formulieren.

Findet keine explizite Bestimmung des Durchgangsortes F und der Richtung $\vec{\Omega}$ statt, so muß über diese Variablen (siehe Gl. 2.22) integriert werden; die Integration über die Energie E bleibt zunächst ausgespart.

Des weiteren kann man eine Trennung der Eigenschaften der Strahlung und des Meßgerätes herbeiführen durch

$$C(\vec{x}, E, t_0) = \bar{I}_\nu(\vec{x}, E, t_0) \cdot G(E) \quad (2.23)$$

mit

$$\bar{I}_\nu(\vec{x}, E, t_0) = \frac{\int I_\nu(\vec{x}, T, E, \vec{\Omega}, F) R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F) dT d\Omega dF}{\int R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F) dT d\Omega dF} \quad (2.24)$$

als dem Mittelwert der Intensität $I_\nu(\vec{x}, T, E, \vec{\Omega}, F)$ mit der Gewichtsfunktion $R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F)$ über die Variablen $F, \vec{\Omega}, T$ und

$$G(E) = \int R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F) dT d\Omega dF \quad (2.25)$$

als rein apparative Größe.

Bei der Messung in Kanälen $C_{\nu k}$ mit breiten Energieintervallen läßt sich die Gl. 2.22 weiter vereinfachen zu

$$C_{\nu k} = \bar{I}_{\nu k} \cdot G_{\nu k} \quad \text{mit} \quad G_{\nu k} = \int_0^\infty R_{\nu k}(E) dE, \quad (2.26)$$

wobei die Integration über alle Energien erfolgt; die Beiträge werden durch den Verlauf von $R_{\nu k}(E)$ festgelegt und sind nur in einem endlichen Energiebereich ungleich Null.

Für ein ideales Teilchenteleskop mit unendlich dünnen Detektoren, das Teilchen einer Sorte nur in einem festen Energieintervall nachweist, ist $R_\nu(T, E, \vec{\Omega}, F)$ unabhängig von $E, F, \vec{\Omega}, T$, und Gl. 2.22 reduziert sich zu

$$C = \bar{I} \cdot G \quad \text{mit} \quad G = \int d\Omega dF (R_\nu = 1). \quad (2.27)$$

Für eine Anordnung aus zwei zylindrischen Detektoren (D1, D2) mit den Radien R_1 und R_2 und dem Abstand l ergibt die Integration (SULLIVAN [Sul71])

$$G = \frac{1}{2} \pi^2 \left\{ R_1^2 + R_2^2 + l^2 - \sqrt{(R_1^2 + R_2^2 + l^2)^2 - 4 R_1^2 R_2^2} \right\}. \quad (2.28)$$

Selbst für eine komplexe, zylindersymmetrische Detektoranordnung wie beim EPHIN-Instrument wird diese Gleichung häufig als hinreichend genaue Abschätzung des Geometriefaktors verwendet.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der skizzierte energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ nach Gl. 2.25 verwendet, nachdem genügend Kenntnis über die Responsefunktion $R_\nu(E, \vec{\Omega}, F)$ durch die Simulation und die Auswertung der Eichmessungen gewonnen wurde.

2.2 Aufbau des Teleskopes

Das Kieler Instrument EPHIN an Bord der SOHO-Mission besteht aus einem Teleskop mit einer zylindrischen Anordnung von Halbleiterdetektoren zur Messung von Elektronen im Bereich von etwa 100 keV bis >9 MeV sowie von Wasserstoff- und Helium-Isotopen von 4 bis >53 MeV/n. Das Teleskop ist umgeben von einem Plastiksintillator, der als aktive Antikoinzidenz die erlaubte Geometrie zur Teilchenregistrierung definiert.

Die Baugruppen der elektronischen Signalverarbeitung versorgen die Detektoren mit Hochspannungen und werten die Teilchensignale aus. Elektronik- und Sensoreinheit haben zusammen eine Dimension von $35.5 \times 21.9 \times 19.1 \text{ cm}^3$ bei einer Masse von 3.55 kg und einer Leistungsaufnahme von 1.85 W im nominellen Meßbetrieb. Die Telemetrierate für die Datenübertragung zur Bodenstation beträgt 172 bps. Die Apertur des Sensors zeigt mit einem Öffnungswinkel von 83° in die Richtung des mittleren interplanetaren Magnetfeldes, das bei 1 AU um 45° nach Westen gegen die direkte Verbindungslinie zur Sonne versetzt ist.

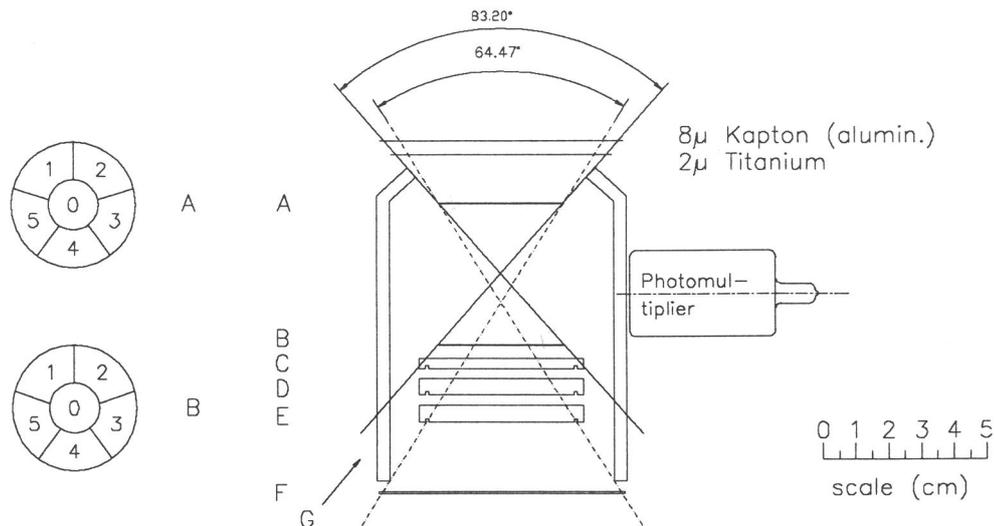


Abbildung 2.4: Aufbau des EPHIN-Sensors mit Segmentierung der Detektoren A und B (links in Aufsicht). Die aktive Antikoinzidenz durch den Plastiksintillator G definiert die Apertur des Teleskopes. Die Folien schützen den Sensor vor Licht (Titan) und Erwärmung (Kapton mit Aluminium als Reflektor).

Die Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau des Sensors mit der Segmentierung der Detektoren A und B. Die fünf Halbleiterdetektoren A bis E bilden den Kern des Teleskopes; der Detektor F unterscheidet zwischen steckenbleibenden und durchgehenden Teilchen. Zwei Frontfolien schützen den Sensor vor Lichteinfall (Titanfolie) und Erwärmung (Kaptonfolie, rückwärtig mit Aluminium als Reflektor bedampft). Die Folien wurden sehr dünn dimensioniert, da sie im Strahlengang liegen und unregistrierte Energieverluste und eine Streuung der einfallenden Teilchen, insbesondere bei Elektronen, bewirken.

Die ionenimplantierten Detektoren A und B definieren mit dem Antikoinzidenzsintillator G den nominellen Öffnungswinkel von 83° mit einem Geometriefaktor von $5.1 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Für Teilcheneinfälle bis in tiefere Detektoren reduziert sich der geometrische Öffnungswinkel und damit ebenso der resultierende Geometriefaktor.

In Tabelle 2.3 ist der Geometriefaktor des idealen Teleskopes in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen aufgeführt. Der Geometriefaktor wurde aus dem Ansatz von SULLIVAN [Sul71] nach Gleichung 2.28 für zwei übereinanderliegende zylindrische Detektoren berechnet; Randeffekte und Streuvorgänge werden im idealen Teleskop nicht berücksichtigt. Die geometrischen Werte werden als Referenz verwendet, um in der Simulation den Beitrag der Segmentlücken (Gaps, Guard-Ring) und den Einfluß der Teilchenstreuung und Absorption in passiven Materialien zu untersuchen.

Bei durchgehenden Teilchen kann nicht zwischen vorwärtigen und rückwärtigen Einfällen unterschieden werden. Rückwärtig einfallende Teilchen passieren zunächst das Material der Raumsonde und der unteren Sensorstruktur (zusammen etwa 1-3 cm Aluminium) und erleiden dort einen Energieverlust. Erst ab einer Energieschwelle E_r können rückwärtige Teilchen die Struktur und das Teleskop vollständig durchdringen und somit registriert werden. Diese Schwelle unterscheidet sich von der für den vorwärtigen Einfall. Der Energieverlust in der Struktur nimmt mit steigender Teilchenenergie ab und wirkt sich bei hohen Energien in der Bestimmung der Teilchenenergien nicht mehr aus.

Detektor	Radius [cm]	Distanz zu A_{Top} [cm]	$G_{Sullivan}$ [cm ² sr]
A	1.9	—	35.63 ¹
B	1.9	4.28	5.141
C	2.2	4.71	5.141 ²
D	2.2	5.31	4.769
E	2.2	6.11	3.799
F	4.0	8.74	3.799 ³

¹ $G = \pi(\pi R^2)$ ²begrenzt durch B ³Faktor 2 für $E > E_r$

Tabelle 2.3: Die Geometriefaktoren des idealen Teleskopes (ohne Randeﬀekte und mit geraden Teilchenbahnen) wurden mit dem Ansatz für zwei übereinanderliegende zylindrische Detektoren nach SULLIVAN [Sul71] bestimmt. Der zu Detektor A korrespondierende Detektor ist *links* angegeben. Mit Ansprechen des Detektors F kann nicht mehr zwischen vorwärtigen und rückwärtigen Teilchendurchgängen unterschieden werden; der Energieverlust im Material der Raumsonde bestimmt die Energieschwelle E_r , ab der zusätzlich rückwärtige Teilchen das Teleskop vollständig durchdringen können.

Die Lithium-gedrifteten Detektoren C, D und E stoppen mit einer Gesamtdicke von 13 mm einfallende Elektronen mit Energien bis über 10 MeV sowie Wasserstoff- und Heliumkerne bis 53 MeV/n. Diese großﬂächigen Detektoren sind sehr homogen mit einer Dickenvariation von weniger als 10 μm . Die Tabelle 2.4 gibt eine Übersicht über die Spezifikationen der verwendeten Halbleiterdetektoren. Für das Auflösungsvermögen beim Teilchennachweis sind die Detektorkapazität und der Leckstrom von besonderer Bedeutung.

Detektor	A	B	C	D E	F
Typ	ionen- implantiert	ionen- implantiert	Lithium- gedriftet	Lithium- gedriftet	ionen- implantiert
Dicke [μm]	150 \pm 10	300 \pm 15	3000 \pm 10	5000 \pm 10	700 \pm 15
Aktive Fläche [mm ²]	1130	1130	1500	1500	5000
Anzahl Segmente	6	6	1	1	1
Totschicht vorn [μm]	1.3	1.3	0.5	0.5	0.8
Totschicht hinten [μm]	0.8	0.8	40	40	0.8
Kapazität [pF]	140 ¹	70 ¹	55	30	850
Leckstrom @20°C [μA]	0.1	0.1	10	10	0.5
Vorspannung [V]	-30	-60	+400	+600	-140
α -Aufl. [keV] FWHM	36	36	\leq 150	\leq 150	80
β -Aufl. [keV] FWHM	12	12	k.A.	k.A.	70

¹pro Segment

Tabelle 2.4: Spezifikation der Halbleiterdetektoren. Detektorkapazität und Leckstrom sind die bestimmenden Größen für das Auflösungsvermögen der Detektoren.

Die ionenimplantierten Detektoren A und B sind in jeweils sechs Segmente unterteilt. Durch die Information der durchlaufenen Segmente läßt sich der Winkelbereich eingrenzen, unter dem ein Teilchen eingefallen ist, um die Wegverlängerung beim Detektordurchgang gegenüber dem senkrechten Einfall zu begrenzen. Die Abbildung 2.5 zeigt die Klassifizierung der Winkelbereiche in die Kategorien gerader Einfall Mitte oder Rand (0. Ordnung) und schräger Einfall 1., 2. sowie 3. Ordnung. Eine Variation im Winkel von 0 bis 42° erlaubt eine mögliche Wegverlängerung um

einen Faktor $1/\cos\vartheta_{max} = 1.35$ und läßt damit bei den erwarteten kleinen Intensitätsverhältnissen eine Isotopenauflösung beim Wasserstoff- und Heliumnachweis nicht mehr zu.

Die Tabelle 2.5 zeigt die vollständige Verknüpfung der Segmentkombinationen mit den unterschiedlichen Winkelbereichsordnungen.

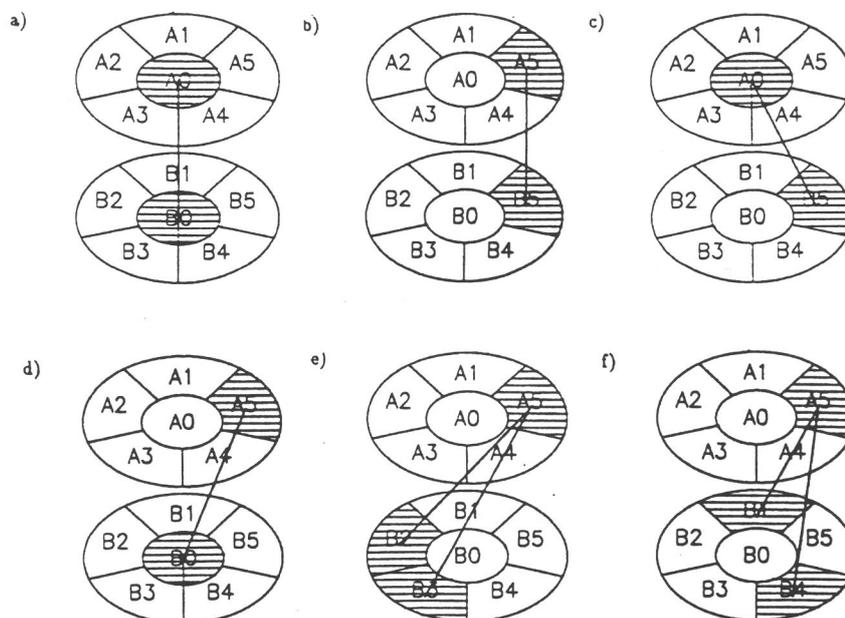


Abbildung 2.5: Die Wegverlängerung durch unterschiedliche Eintrittswinkel der Teilchen wirkt sich entscheidend auf die Trennung der H- und He-Isotope aus. Zur Begrenzung wurden die Detektoren A und B segmentiert aufgebaut und die erlaubten Winkelbereiche eingeschränkt: (a) gerader Einfall 0. Ordnung Mitte [$\phi : 0...21^\circ$], (b) gerader Einfall 0. Ordnung Rand [$\phi : 0...28^\circ$], (c) und (d) schräger Einfall 1. Ordnung [$\phi : 0...34^\circ$], (e) schräger Einfall 3. Ordnung [$\phi : 13...42^\circ$], (f) schräger Einfall 2. Ordnung [$\phi : 0...40^\circ$].

Zuordnung	Segmentkombination in den Detektoren A und B
Gerader Einfall 0. Ordnung Mitte	$(A0 \cap B0)$
Gerader Einfall 0. Ordnung Rand	$(A1 \cap B1) \cup (A2 \cap B2) \cup (A3 \cap B3) \cup (A4 \cap B4) \cup (A5 \cap B5)$
Schräger Einfall 1. Ordnung	$(A1 \cap B0) \cup (A2 \cap B0) \cup (A3 \cap B0) \cup (A4 \cap B0) \cup (A5 \cap B0) \cup (A0 \cap B1) \cup (A0 \cap B2) \cup (A0 \cap B3) \cup (A0 \cap B4) \cup (A0 \cap B5)$
Schräger Einfall 2. Ordnung	$(A1 \cap B2) \cup (A2 \cap B3) \cup (A3 \cap B4) \cup (A4 \cap B5) \cup (A5 \cap B1) \cup (A2 \cap B1) \cup (A3 \cap B2) \cup (A4 \cap B3) \cup (A5 \cap B4) \cup (A1 \cap B5)$
Schräger Einfall 3. Ordnung	$(A1 \cap B3) \cup (A1 \cap B4) \cup (A2 \cap B4) \cup (A2 \cap B5) \cup (A3 \cap B5) \cup (A3 \cap B1) \cup (A4 \cap B1) \cup (A4 \cap B2) \cup (A5 \cap B2) \cup (A5 \cap B3)$

Tabelle 2.5: Zuordnung der zulässigen Segmentkombinationen in den Detektoren A und B zu den definierten Einfallswinkelbereichen (vgl. Abbildung 2.5). Erst die Einschränkung der Wegverlängerungen erlaubt die Trennung der H- und He-Isotope.

Ein weiterer Vorteil der Segmentierung ist in der automatischen oder kommandierbaren Anpassung des Geometriefaktors an hohe Teilchenflüsse zu sehen. Steigt die Zählrate im Zentralsegment des Detektors A auf einen Wert von über 15 000 pro Sekunde, so werden die Randsegmente der Detektoren A und B durch den Prozessor automatisch abgeschaltet. Damit reduziert sich der Geometriefaktor um den Faktor 28 und ermöglicht so die Messung von Teilchenflüssen von bis zu $10^6 / (\text{cm}^2 \text{sr s})$ ohne signifikante Totzeitverluste. Nach Unterschreiten einer Zählrate von 10 000 Teilchen pro Sekunde im Segment A0 werden im weiteren Verlauf des Ereignisses die fünf äußeren Segmente wieder eingeschaltet.

2.3 Teilchendiskriminierung

Die einfallenden Teilchen werden im EPHIN-Instrument durch ihren Energieverlust im ersten Detektor und ihre Eindringtiefe identifiziert und Energiebereichen zugeordnet. Schwellenwertdiskriminatoren erkennen das Ansprechen der Detektoren zur Ermittlung der Reichweite der Teilchen und bestimmen die grobe Signalhöhe im Detektor A.

Schwelle	Wert [keV]	κ_T [eV/K]	Schwelle	Wert [keV]	κ_T [eV/K]
A0i	30	-120	B0i	60	-50
A1	270	-70	C0	359	-260
A2	973	-230	D0	581	-340
A3	2000	-800	E0	582	-260
A4	5320	-2200	F0	150	-60

Segmentindex $i = 0..5$

Tabelle 2.6: Die Diskriminatorschwellen des EPHIN-FS bei $+20^\circ\text{C}$. Die Schwelle des Antikoinzidenzdetektors G liegt bei $G0 = 1.60 \text{ pC}$ (entspr. einem Energieverlust von ca. 100 keV) mit einem Temperaturkoeffizienten von $\kappa_T = -4.4 \text{ fC/K}$. Die Analogkanäle und Diskriminatorschwellen der Segmente der Detektoren A und B sind besser als 1% aufeinander abgestimmt. (Die Temperaturkoeffizienten κ_T sind das Ergebnis der Temperaturtests von 0 bis $+50^\circ\text{C}$)

Die Diskriminatorschwellen der EPHIN-Flugereinheit sind in Tabelle 2.6 aufgeführt. Die Diskriminatoren der Segmente der Detektoren A und B sind durch den Abgleich der Analogkanäle besser als 1% aufeinander abgestimmt. Die Schwellenwerte wurden mit einer Ansprechrate von 50% bei einer Stimulation von 7 kHz ermittelt. Ein negativer Temperaturkoeffizient κ_T hat zur Folge, daß sich die Diskriminatorschwelle mit steigender Temperatur absenkt.

Als Referenz für die Festlegung der Ansprechschwelle eines Detektors dient das Signal minimal-ionisierender Teilchen mit einem Abstand von typisch etwa $2-3 \sigma$. Durch das Rauschen von Detektor und Analogkanal kann dieser Abstand nicht immer gewährleistet werden. Bei den ionenimplantierten Detektoren A, B und F liegt die Ansprechschwelle nur etwa 1.5σ vom wahrscheinlichsten Energieverlust minimal-ionisierender Teilchen entfernt. Damit werden nur ca. 95% dieser Teilchen registriert. Dies ist ein Kompromiß zwischen den Verlusten aus einer erhöhten Ansprechschwelle und der steigenden Totzeit durch Detektorrauschen.

Die Abbildung 2.6 zeigt das Prinzip der Teilchendiskriminierung durch die Bestimmung der Eindringtiefe und des Energieverlustes im Detektor A für Elektronen, Protonen und die Helium-Isotope ^3He und ^4He bei senkrechtem Teilcheneinfall. Die Energieverlustkurven wurden mit dem Programm ENVE4 [KINSEY, GSFC, 1967] berechnet.

Die Markierungen B bis F kennzeichnen die kinetische Energie der Teilchen und die mittlere Signalhöhe im Detektor A bei Erreichen des gleichnamigen Detektors. Durch die Reichweiten-

information und die Signalhöhe im Detektor A ist der Koinzidenttyp eines einfallenden Teilchens festgelegt. Zur Unterdrückung des Untergrunds ist im EPHIN-Instrument für eine Teilchenanalyse zumindest das Erreichen des Detektors B erforderlich.

Aus dem dargestellten Meßprinzip zur Identifizierung der einfallenden Teilchen ergibt sich die Koinzidenztafel mit den realisierten Zählkanälen und Koinzidenzbedingungen in Tabelle 2.7.

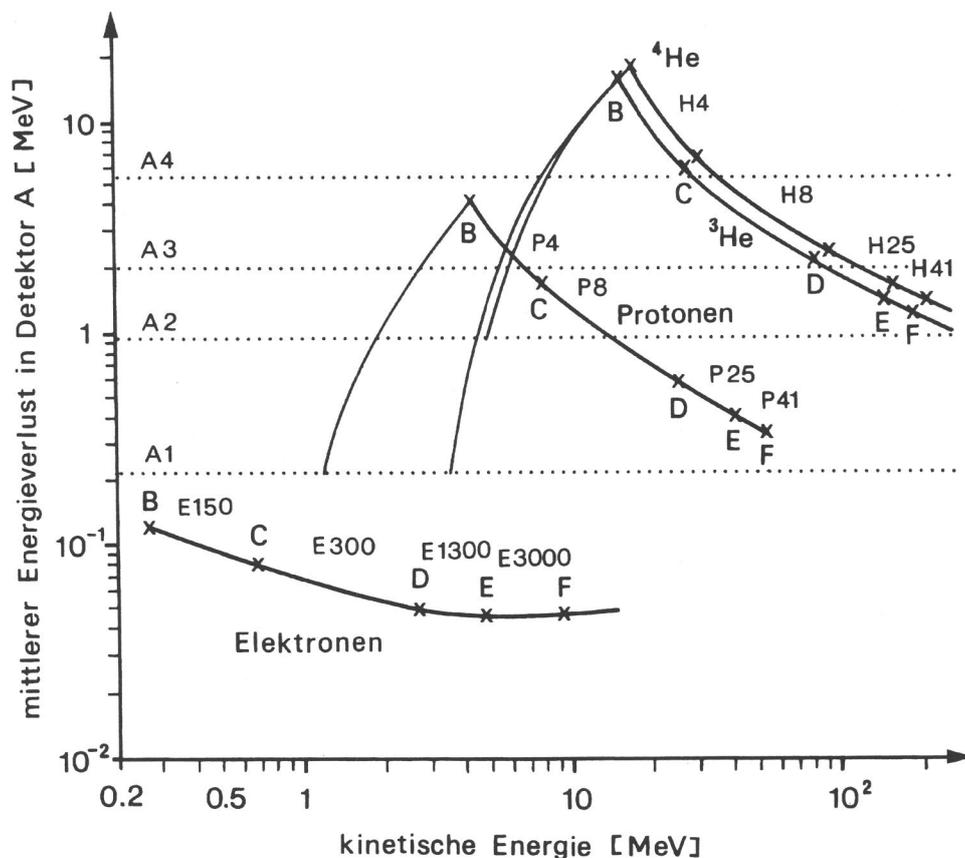


Abbildung 2.6: Diagramm des mittleren Energieverlustes von Elektronen, Protonen und den Heliumisotopen ^3He , ^4He im Detektor A für senkrechten Teilcheneinfall über der Energie aufgetragen. Die Markierungen B bis F kennzeichnen das Erreichen des gleichnamigen Detektors und bestimmen den Koinzidenttyp des Teilchens. Für eine Teilchenanalyse ist das Ansprechen zumindest des Detektors B erforderlich, mit Erreichen des Detektors F werden die Teilchen durchdringend. Die Lage der Diskriminatorschwellen A1 bis A4 bestimmt bei gegebener Eindringtiefe den Teilchentyp und die Zuordnung zu den Koinzidenzkanälen (Koinzidenzbedingungen und Energiebereiche siehe Tabelle 2.7).

Die Koinzidenzbedingungen bestimmen bei gegebener Absorberdicke (festgelegt durch die Detektoren) die Energiebereiche der Teilchentypen. Für die Nukleonen (Protonen und Heliumkerne) wurden die Bereiche durch das Programm ENVE4 bestimmt. Aus den Ansprechkurven der Elektroneneichung am INW/Gent (siehe Kapitel 3) ergeben sich die Bereiche der Elektronenkanäle als 50 %-Wert vom Maximum.

Die Koinzidenzzähler erfassen bei vernachlässigbarer Totzeit den absoluten Fluß der einfallenden Teilchenpopulationen und werden als Referenz für die Pulshöhenanalyse eines statistischen Anteils verwandt (siehe Abschnitt 2.4.2). Ein gesonderter Zähler, der Integralkanal, bestimmt den Fluß durchdringender Teilchen ohne Unterscheidung der Teilchensorte und Einfallsrichtung.

Typ	Kanal	Energiebereich		M ¹	P ²	Koinzidenzbedingung ³									
Elektron	E150	0.25	–	0.70	MeV	1	4	A0	$\overline{A1}$	B0	$\overline{C0}$	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	E300	0.67	–	3.00	MeV	1	4	A0	$\overline{A1}$	B0	C0	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	E1300	2.64	–	6.18	MeV	1	4	A0	$\overline{A1}$	B0	C0	D0	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	E3000	4.80	–	10.4	MeV	1	4	A0	$\overline{A1}$	B0	C0	D0	E0	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
Proton	P4	4.3	–	7.8	MeV	3	4	A1	$\overline{A4}$	B0	$\overline{C0}$	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	P8	7.8	–	25.0	MeV	3	4	A1	$\overline{A3}$	B0	C0	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	P25	25.0	–	40.9	MeV	3	4	A1	$\overline{A2}$	B0	C0	D0	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
	P41	40.9	–	53.0	MeV	3	4	A1	$\overline{A2}$	B0	C0	D0	E0	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$
Helium	H4	4.3	–	7.8	MeV/n	4	40	A4	B0	$\overline{C0}$	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$	
	H8	7.8	–	25.0	MeV/n	4	16	A3	B0	C0	$\overline{D0}$	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$	
	H25	25.0	–	40.9	MeV/n	4	4	A2	B0	C0	D0	$\overline{E0}$	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$	
	H41	40.9	–	53.0	MeV/n	4	4	A2	B0	C0	D0	E0	$\overline{F0}$	$\overline{G0}$	
Integral		E	>	8.70	MeV										
	INT	P	>	53.0	MeV	1	0	A0	B0	C0	D0	E0	F0	$\overline{G0}$	
		H	>	53.0	MeV/n										

¹Multiplizität ²Prioritätsspeichertiefe ³unabhängig vom Segmentindex in A und B

Tabelle 2.7: Die Energiebereiche des EPHIN mit den zur Teilchenidentifizierung notwendigen Koinzidenzbedingungen (Notation: die Schreibweise $C0$ erfordert das Ansprechen dieser Diskriminatorschwelle, $\overline{C0}$ das Nicht-Ansprechen derselben; siehe Tabelle 2.6 zur Lage der Schwellen). Für die Koinzidenzkanäle (Zähler) gibt die Multiplizität die in Abbildung 2.5 dargestellte Unterteilung der Einfallswinkelbereiche zur Teilchentrennung wieder; Protonen werden jeweils in den Kanälen (1) gerader Einfall Mitte, (2) gerader Einfall Rand und (3) schräger Einfall gezählt, in den Heliumkanälen werden die schrägen Einfälle in (3) schräger Einfall 1. Ordnung und (4) schräger Einfall 2. oder 3. Ordnung unterteilt. Eine Prioritätstafel hält im Pulshöhenpeicher Schubladen in der in Spalte Prioritätsspeichertiefe angegebenen Tiefe für seltene oder besonders interessante Teilcheneinfälle bereit.

Die Zähler der Nukleonen sind entsprechend der diskutierten Einfallswinkelbereiche zur Trennung der Isotope unterteilt (Spalte Multiplizität in Tabelle 2.7), wobei für Protonen die drei Ordnungen der Schrägeinfälle zusammengefaßt werden. Beim Helium werden die Schrägeinfälle 2. und 3. Ordnung in einem gemeinsamen Zähler registriert. Die Heliumkanäle enthalten auch den Fluß schwerer Kerne mit $z > 2$. Für seltene oder besonders interessante Teilchen hält eine Prioritätstafel Speicherplatz in einer definierten Tiefe bereit.

2.4 Bordseitige Datenerfassung

Der EPHIN-Sensor führt die Detektorsignale über geschirmte Koaxialkabel der bordseitigen Elektronik zur weiteren Signalverarbeitung zu.

Die Signalverarbeitung der EPHIN-Elektronik läßt sich in drei Bereiche unterteilen: die Analogelektronik (Analog Control Unit ACU), die Digitalelektronik (Digital Control Unit DCU) und der Hochspannungskonverter (High Voltage Power Converter HVPC). Das Blockdiagramm der EPHIN-Elektronik ist in Abbildung 2.7 wiedergegeben.

Die Analogelektronik versorgt die Detektoren mit den Hochspannungen aus dem HVPC und bereitet die Signale der Detektoren zur weiteren Analyse in der Digitalelektronik auf. Die Betriebsspannungen werden von einer Einheit aus dem ERNE-Konsortium aus Finnland geliefert, dem LVPC (Low Voltage Power Converter).

Die Meßdaten werden auf Anforderung über eine serielle Verbindung an die CDPU (*Common Data Processing Unit*) übertragen, die auch das Akkumulationsintervall von 1 Minute vorgibt und die Daten in Kollektion mit den anderen CEPAC-Instrumenten zur Datenverarbeitung der Raumsonde und damit zur Bodenstation weiterreicht.

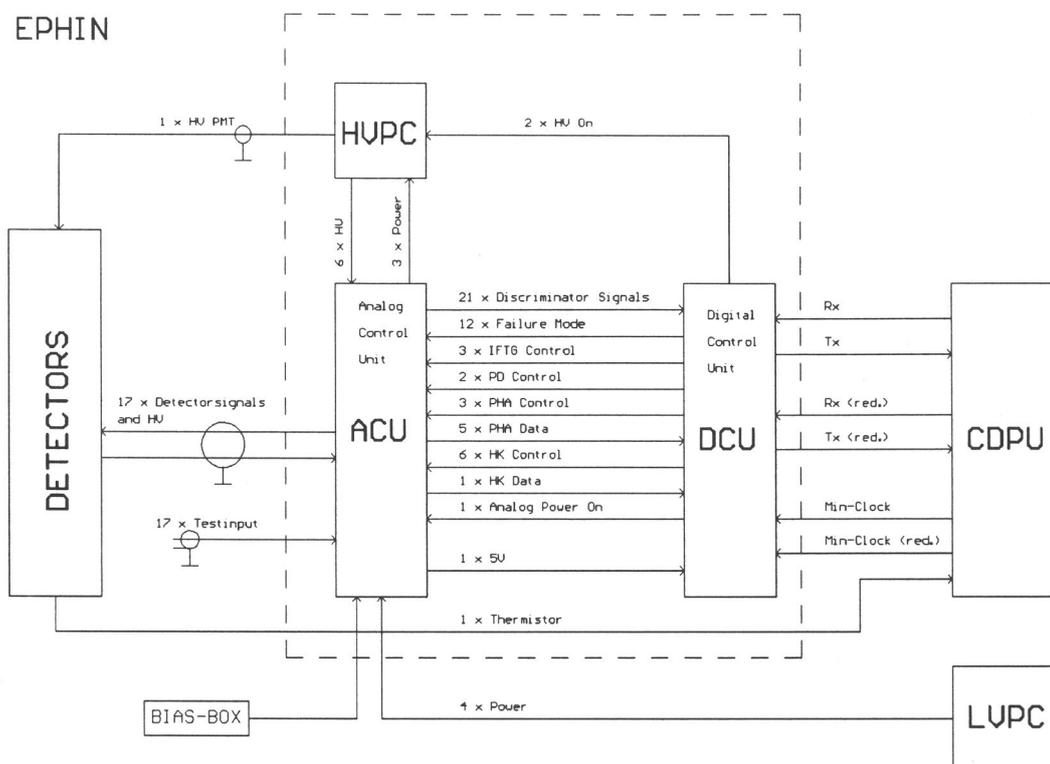


Abbildung 2.7: Blockdiagramm der EPHIN-Elektronik. Die Analogelektronik (*Analog Control Unit* ACU) versorgt die Detektoren mit den Hochspannungen aus dem HVPC (*High Voltage Power Converter*) und bereitet die Signale der Detektoren zur weiteren Analyse in der Digitalelektronik (*Digital Control Unit* DCU) auf. Die Betriebsspannungen werden vom LVPC (*Low Voltage Power Converter*) geliefert. Das Interface zur Außenwelt (die Raumsonde) stellt die Verbindung zur CDPU (*Common Data Processing Unit*) dar, welche die Meßdaten anfordert und das Meßintervall vorgibt. Um vor dem Start die empfindlichen Lithium-gedrifteten Detektoren vor vorzeitiger Degradation zu schützen, werden diese bei abgeschalteter Betriebsspannung über eine separate Bias-Box mit einer Vorspannung versorgt.

Intern steuert die Digitalelektronik das Instrument. Hier werden die Diskriminatorsignale ausgewertet, die Pulshöhenanalysen bedient und die gewonnenen Daten übernommen, und mit einer 'Housekeeping'-Überwachung der Zustand des Instruments ermittelt.

Das Schalten der Analogspannungen und die Erzeugung der Hochspannungen sowie die Rekonfiguration der Detektorsignale erfolgt durch Kommandos von der Bodenstation, die über die CDPU an das EPHIN-Instrument weitergereicht werden. Auch ein interner Testpulsgenerator kann zu Kalibrationszwecken und zur Funktionskontrolle aktiviert werden.

Aus Sicherheitsgründen sind alle Verbindungen zur Außenwelt – die Kommunikationsleitungen, das Minutensignal und die Verbindung zur Spannungsversorgung – redundant ausgeführt. Die zentralen Einheiten der CEPAC-Gruppe, die CDPU und der LVPC, sind sogar vollständig zweifach vorhanden.

2.4.1 Analoge Signalverarbeitung

In der Analogelektronik werden die Ladungspulse der Halbleiterdetektoren und des Photomultipliiers verstärkt, geformt und für die weitere Verarbeitung in der Digitalelektronik aufbereitet. Die Segmente der Detektoren A und B werden wie getrennte Detektoren behandelt und erhalten jeweils einen separaten Analogkanal, so daß sich in der Summe 17 Analogzüge ergeben.

Der Aufbau der EPHIN-Analogelektronik ist in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt. Die Strompulse der Halbleiterdetektoren werden kapazitiv auf einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (*Charge Sensitive Amplifier CSA*) übertragen, der proportional zum Zeitintegral des Pulses einen Spannungssprung an seinem Ausgang liefert. Dieses Signal wird unipolar geformt und einem zweistufigen Pulsverstärker mit gemeinsamer Basislinienrückführung (*Base Line Restore BLR*) zugeführt. Die BLR restauriert die Nulllinie im Analogkanal für nachfolgende Pulse.

Die hochverstärkten Signale nach der zweiten Verstärkerstufe führen auf Diskriminatoren, die an der Überschreitung fest eingestellter Referenzwerte erkennen, daß ein Detektor angesprochen hat. Die binären Signale der Diskriminatoren gehen als Zählimpulse zu den Einzeldetektorzählern und erzeugen in geeigneter Kombination ggf. auch Koinzidenzzählungen.

Kanal	Full Scale	Auflösung	Schwelle	Full Scale	Auflösung
	Low [MeV]	[keV/bin]	L/H [MeV]	High [MeV]	[keV/bin]
Ai	3.00	2.93	2.925	30.0	29.30
Bi	3.00	2.93	2.925	45.0	43.95
C	16.07	15.69	15.67	166.7	162.8
D	20.00	19.53	19.50	225.0	219.7
E	20.00	19.53	19.50	225.0	219.7

Segmentindex $i = 0..5$

Tabelle 2.8: Meßbereiche der Analogkanäle (10 bit ADC). Die Umschaltsschwelle vom Low- auf den High-Kanal befindet sich beim Wert $ADC_{Low} = 976_d$; das Erreichen dieses Wertes im Low-Kanal führt zur Anwahl des High-Kanals zur weiteren Auswertung.

Die Verstärker sind zweistufig ausgeführt, um einen großen Dynamikbereich mit hoher Meßgenauigkeit abzudecken. Die Ausgangssignale beider Verstärkerstufen werden getrennt der Pulshöhenanalyse zugeführt und von Analog/Digital-Konvertern mit 10 bit Quantisierung ($2^{10} = 1024$ Stufen) ausgewertet. Auf diese Weise wurden Dynamikbereiche von $E_{max}/E_{min} \approx 1000$ (60 dB), wie in den Kanälen der Detektoren A und B, bei hoher Auflösung realisiert. In der Tabelle 2.8 sind die Meßbereiche der Analogkanäle mit der Meßauflösung und der jeweiligen Trennschwelle zwischen der hohen und geringen Verstärkung aufgeführt. Die Analogzüge haben über den ganzen Dynamikbereich eine lineare Kennlinie.

Um den Schaltungsaufwand zu reduzieren, werden die jeweils sechs verstärkten Signale aus dem Low- und aus dem High-Bereich der segmentierten Detektoren A und B auf Analog-Oder-Verstärker (*Analog-Or Amplifier AOA*) geführt, die dem höchsten anliegenden Eingangssignal folgen und so das Signal des angesprochenen Segments zur Pulshöhenanalyse bringen. Ein Peakdetektor (PD) hält dazu die maximale Signalhöhe für den Analog/Digital-Konverter fest.

Am Ausgang der Analog-Oder-Verstärker des A-Kanals befinden sich auch die Diskriminatoren der 'physikalischen' Schwellen A1 bis A4, die durch ihr Ansprechen zusammen mit der Reichweiteninformation die Trennung der Elektronen, Protonen und Heliumkerne für die Koinzidenzzähler ermöglichen. Diese Koinzidenzinformation wird auch dem Datensatz der Pulshöhenanalysen beigelegt.

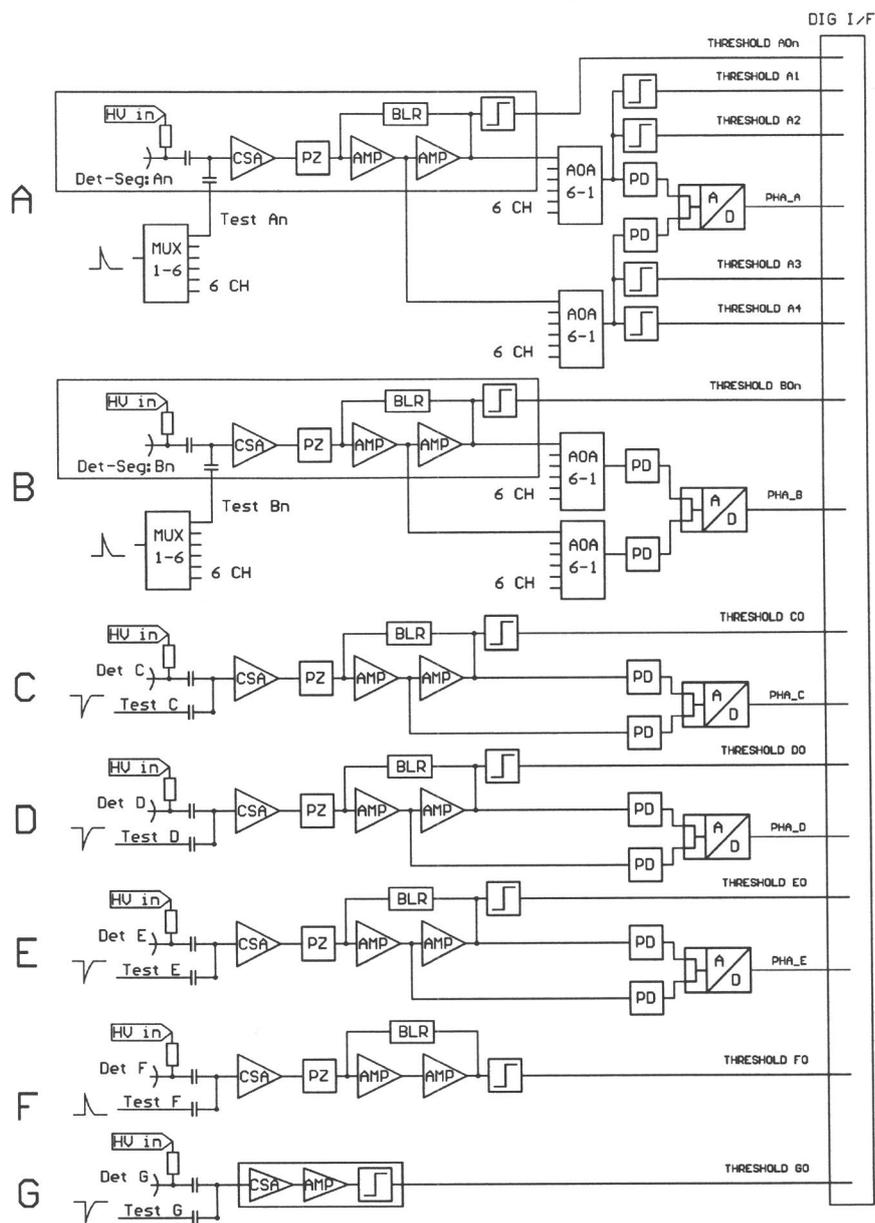


Abbildung 2.8: Aufbau der Analog-Elektronik. Die Detektoreingänge sind zur Funktionsprüfung und elektronischen Eichung mit Testeingängen versehen. Die Signale werden vom ladungsempfindlichen Vorverstärker (Charge Sensitive Amplifier CSA) verstärkt, geformt und nach dem Pole-Nullstellenfilter (Pole-Zero Cancellation PZ) auf einen 2stufigen Verstärker mit aktiver Basislinienrückführung (Base Line Restore BLR) gegeben. Die Diskriminatoren (Thresholds) geben Auskunft über das Ansprechen einzelner Detektoren und, im Falle des A, auch über die grobe Signalhöhe für die Teilchenidentifizierung in der Koinzidenzlogik. Analog-Oder-Verstärker (Analog-Or Amplifier AOA) dienen der Reduktion des Schaltungsaufwandes in den segmentierten Kanälen und führen das Signal des angesprochenen Segments zur Pulshöhenanalyse. Der Peakdetektor (PD) hält dazu die maximale Signalhöhe fest, die dann vom Analog/Digital Converter (ADC) dem nachfolgenden Digitalteil verfügbar gemacht wird.

Der Ladungspuls des Photomultipliers (Kanal G) wird ebenfalls kapazitiv auf einen ladungsempfindlichen Vorverstärker übertragen, der sich zusammen mit dem Hauptverstärker, der Pulsformung und dem Diskriminator in einem Hybrid befindet. Aufgrund der großen Fläche des Szintillators muß der G-Kanal eine hohe Teilchenrate verarbeiten können, daher ist die Pulsformung deutlich kürzer als bei den Halbleiterkanälen ausgelegt. Ebenso wie beim F-Kanal wird auch beim Kanal G nur ein Ansprechsignal durch den Diskriminator gebildet und keine Pulshöhenanalyse durchgeführt.

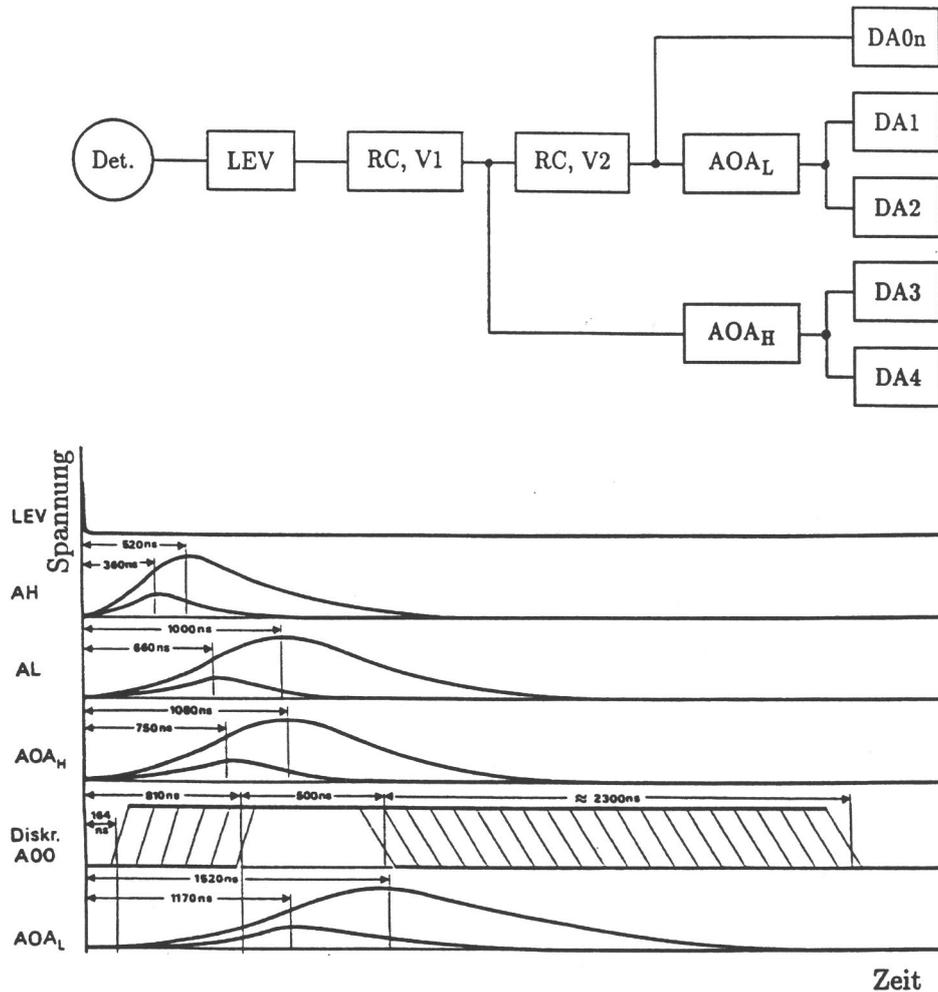


Abbildung 2.9: Aufbau des Analogzuges für ein Segment des Detektors A vom ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV) bis zum Analog-Oder-Verstärker (AOA) und Diskriminator (THOMA [Tho91]). RC, V1 und RC, V2 sind die beiden Verstärkerstufen mit den Ausgangssignalen AH und AL. Die Signalverläufe hängen stark von der Signalthöhe ab (kleine Signale kommen früher als große) und bestimmen damit das Ansprechen der Diskriminatoren und das zulässige Zeitfenster τ für einen Teilchendurchgang.

Das funktionelle Zusammenspiel und das Zeitverhalten im Analogzug hat THOMA [Tho91] an einem Kanal des Detektors A untersucht. Die Abbildung 2.9 zeigt den Aufbau vom Detektor über den ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV), die zwei Verstärker- und Filterstufen, bis zum Analog-Oder-Verstärker (AOA) und Diskriminator. Der Ladungspuls vom Detektor mit einer Dauer von nur wenigen Nanosekunden erzeugt einen äquivalenten Spannungshub am Ausgang des LEV. Der zeitliche Verlauf des unipolar geformten Signals am Ausgang der Verstärkerstufen

ist stark abhängig von der Höhe des Signals: kleine Signale erreichen deutlich früher als große das Maximum, und große Signale bleiben länger erhalten.

Das Ansprechen der Diskriminatoren bei einem Teilchendurchgang ist daher nicht abhängig vom physikalischen Erreichen des jeweiligen Detektors, vielmehr bestimmen die Signalamplituden und die Dimensionierung der Meßkanäle ein Zeitfenster τ als minimalen Zeitraum zwischen dem ersten Ansprechen eines Diskriminators (durchaus auch eines tiefliegenden Detektors) und dem Zeitpunkt, an dem der letzte ansprechen muß, falls das Signal zum Teilchen gehört.

Zur Funktionsprüfung und elektronischen Eichung sind die Detektoreingänge der Analogkanäle mit Testeingängen versehen. Jeder der 17 Analogkanäle kann auch während des Fluges mit einer definierten Sequenz von Ladungspulsen aus einem Testpulsgenerator (*In-Flight Testpulse Generator* IFTG) versehen werden, um sowohl die Funktion als auch die Linearität, Auflösung und die nachfolgende Datenaufbereitung zu überprüfen.

Teil der Analogelektronik ist weiterhin der Hochspannungskonverter und die analoge Überwachung des Instruments ('Housekeeping'). Für die Versorgung der Halbleiterdetektoren und des Photomultipliers werden mit drei Hochspannungskaskaden sieben unabhängige und kurzschlußfeste Spannungen im Bereich von -140 V (Detektor F) bis +900 V (Detektor G) erzeugt (siehe Tabelle 2.4).

Die 'Housekeeping'-Überwachung stellt in regelmäßigen Abständen die Ströme und Spannungen auf den Versorgungsschienen fest und mißt die Leckströme der Detektoren sowie die Hochspannung des Photomultipliers und die Temperatur der Elektronik. Mit einer Auflösung von 8 bit werden diese 16 Werte übertragen. Ein weiterer Meßkanal der Raumsonden-Überwachung zeichnet die Temperatur des Sensors auf, um auch bei ausgeschaltetem Instrument den Temperaturverlauf verfolgen zu können.

2.4.2 Digitale Signalverarbeitung

Die Digitalelektronik (DCU) verarbeitet die Diskriminatorsignale, steuert die Pulshöhenanalyse, liest die Zählerstände aus und erzeugt in Abständen von einer Minute die wissenschaftlichen Datenrahmen und 'Housekeeping'-Informationen zur Übertragung via CDPU zum Boden. Die Kommandos von der Bodenstation werden von der DCU entgegengenommen und durch die Bedienung von digitalen Schaltern, wie etwa zum Einschalten der Analogspannungen oder zur Konfigurierung des Meßbetriebes, ausgeführt.

Das erste Signal eines Diskriminators in der Analogelektronik startet mit dem Setzen eines Speicher-Flip-Flops in der DCU ein Koinzidenzfenster von $\tau = 2.5 \mu\text{s}$; während dieser Zeit müssen alle zu einem Teilcheneinfall zugehörigen Diskriminatoren ihre entsprechenden Speicher-Flip-Flops setzen. Nach Ablauf des Zeitfensters wird mit einem Übernahmepuls von 150 ns über die Gültigkeit der Koinzidenz entschieden und ggf. ein Koinzidenzzähler inkrementiert. Nach $3 \mu\text{s}$ ist dieser Vorgang abgeschlossen und die Eingangs-Flip-Flops werden wieder zurückgesetzt.

Im Falle einer gültigen Koinzidenz startet die DCU die Durchführung der Pulshöhenanalyse für alle Detektorkanäle, falls diese nicht noch durch ein vorhergehendes Ereignis beschäftigt ist. Der Prozessor entscheidet anhand der Eindringtiefe und Signalhöhe in den einzelnen Meßkanälen über die zu übertragenden Pulshöhendaten (zur Analyse der digitalen Signalverarbeitung siehe WENDT [Wen91]).

Das EPHIN-Instrument erzeugt pro Akkumulationsintervall (1 Minute) einen Datensatz von 1290 byte im wissenschaftlichen Datenrahmen. Dies entspricht einer Übertragungsrate von 172 bit pro Sekunde (bps). Im Falle des Ausfalls eines der anderen Instrumente der CEPAC-Gruppe kann die Datenrate bis auf 2000 byte pro Minute erhöht werden; dann wird die Anzahl übertragener Pulshöhenanalysen pro Meßintervall zugunsten einer verbesserten Statistik erhöht.

Der wissenschaftliche Datenrahmen setzt sich aus vier Anteilen zusammen:

- Digitale Statusinformationen. Am Anfang des wissenschaftlichen Datenrahmens sind 7 byte den digitalen Statusinformationen vorbehalten. Die Statusflaggen signalisieren den Betriebsmodus des Instruments (Nominal, Standby, Test), den Schaltzustand für die Analogschienen und Hochspannungen, Fehlerflaggen der Kommunikation und Speicherbausteine sowie den Status der Failure Mode Register, durch die gezielt Detektoren und Analogzüge abgeschaltet werden können, um Störungen durch einen defekten Detektor zu unterdrücken oder durch die Ringsegmentautomatik den Geometriefaktor zu verkleinern. Weiterhin unterscheidet ein Zeiger in den Pulshöhenpeicher zwischen statistischen Pulshöhendaten und eingefüllten 'prioren' Ereignissen.
- Zählraten. Die 17 Einzeldetektorzähler und 39 Koinzidenzzähler haben eine Zähltiefe von jeweils 24 bit. Eine logarithmische Datenkompression reduziert die Zählerstände für die Übertragung auf je 8 bit Mantisse (bei 9 bit Auflösung, die führende Eins wird nicht übertragen) und 4 bit Exponent; damit bleibt der Fehler aus der Kompression deutlich unterhalb des statistischen Fehlers der Zählraten aus $\sigma = \sqrt{N}$.
- Histogramme. In Zeiten größerer Teilchenraten, wie in solaren Ereignissen, ist der statistische Speicher im wissenschaftlichen Datenrahmen trotz der hohen Übertragungsrate innerhalb weniger Sekunden vollständig gefüllt. Daher werden die Pulshöhendaten der einfallenden Teilchen bereits an Bord in Energieverluste umgerechnet und der Gesamtenergieverlust bestimmt. In Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen werden mit den Gesamtenergieverlusten Energiespektren in vier Histogrammen mit jeweils 64 bin Breite erstellt. Mit einer zeitlichen Auflösung von 8 Minuten werden die auf (8+4) bit komprimierten Zählerstände der Histogramm-bins übertragen. In den Daten dieser 8 Minuten können bis zu 50 000 analysierte Teilcheneinfälle enthalten sein, so daß mit guter Statistik der Spektralverlauf der verschiedenen Spezies rekonstruiert werden kann. In Tabelle E.1 im Anhang E sind die Zuordnungen der Histogrammbereiche zu den Teilchensorten und Energiebereichen aufgeführt. In dieser Auflösung kann allerdings keine Isotopentrennung durchgeführt werden.
- Pulshöhendaten. Von den 1290 byte des wissenschaftlichen Datenrahmens sind 1151 byte den Pulshöhendaten vorbehalten. In chronologischer Reihenfolge werden die Ergebnisse der Pulshöhenanalysen mit Sektor- und Koinzidenzinformation im Speicher abgelegt. Abhängig von der Eindringtiefe der Teilchen belegt ein Datensatz zwischen 4 und 9 byte, daher werden je nach vorhandener Population zwischen 127 und 287 Teilchenanalysen pro Minute übertragen. Wenn der Datenspeicher mit statistischen Pulshöhendaten gefüllt ist, werden, vom Ende beginnend, Speicherzellen mit 'prioren' Ereignissen überschrieben, um sicherzustellen, daß auch in Gegenwart einer dominanten Spezies eine Mindestanzahl seltener oder besonders interessanter Teilchen und Energiebereiche übertragen wird.

Von besonderer Bedeutung ist neben der großen Übertragungsrate und dem leistungsfähigen Prozessorsystem die Möglichkeit, durch die Änderung von Tabellen oder Programmteilen per Kommando auch während der Mission in die Konfiguration des Instruments eingreifen zu können. So lassen sich beispielsweise durch Veränderung der Speichertiefe in der Prioritätentafel wissenschaftliche Programme zur gezielten Untersuchung einer Teilchensorte oder eines Energiebereiches definieren, oder, im Problemfall, durch die Modifikation der Testgeneratortabellen einzelne Analogkanäle gezielt untersuchen. Die Schwellenwerte der Ringsegmentautomatik sind ebenso veränderbar wie der Übergang zwischen der niedrigen und hohen Verstärkung in der Behandlung der Pulshöhenanalysen und die Energieeichung der Analogzüge sowie die Energie/bin-Struktur beim Aufbau der on-board Histogramme zur Rekonstruktion der Spektren.

2.4.3 Auflösungsvermögen

Die Energieauflösung des Instruments wird grundsätzlich durch das elektronische Rauschen der einzelnen Detektoren sowie der signalverarbeitenden Elektronik bestimmt.

Von seiten der Detektoren ist der Leckstrom und die Detektorkapazität maßgeblich – das Rauschen wächst etwa linear mit der Kapazität des Detektors –, in der Elektronik sind die Rauscheigenschaften der LEV-Eingangsstufe und die Zeitkonstante des nachfolgenden Filters grundlegend für die Energieauflösung.

Beim konkreten Schaltungsaufbau führen auch Störsignale zu einer erheblichen Verschlechterung des Auflösungsvermögens. Nur durch besondere Sorgfalt bei der Abschirmung analoger, signalführender Leitungen bzw. der einleitenden oder einstrahlenden Störquellen und ein gutes Konzept zur Masseführung und Festlegung der Bezugspotentiale lassen sich die Störungen minimieren.

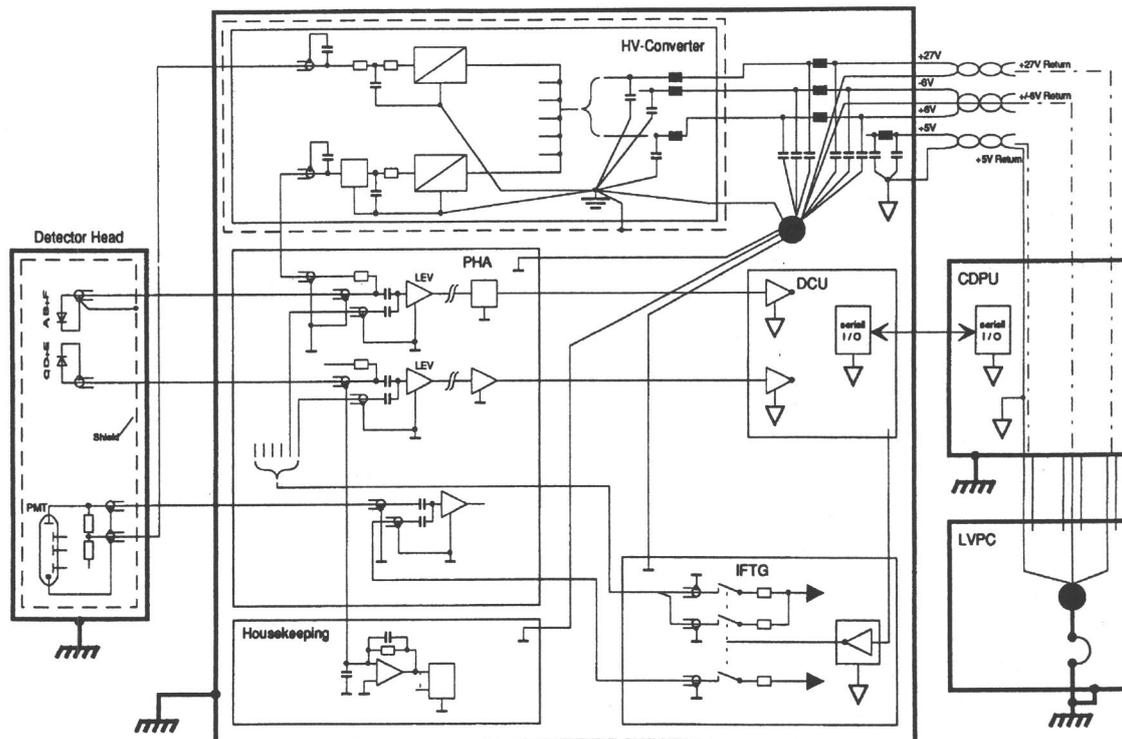


Abbildung 2.10: Die Masseführung und die Festlegung der Bezugspotentiale wirken sich entscheidend auf die Energieauflösung und die durch Rauschpulse bedingte Totzeit aus. Wichtig ist neben der vollständigen inneren Schirmung des Detektorkopfes und der doppelten Schirmung der Signalkabel die saubere Trennung von analoger und digitaler Masse. Digitale Signale dürfen wegen der hochfrequenten Anteile der Rechteckpulse nur sehr hochohmig (stromlos) von analogen Komponenten gesehen werden.

Die Abbildung 2.10 zeigt die Masseführung beim EPHIN-Instrument ausgehend vom Sensor über die Analogelektronik bis zur digitalen Steuerung und der externen Spannungsversorgung. Die äußere Schirmung durch die leitende Gehäusestruktur definiert in der Spannungsversorgung (LVPC) einen gemeinsamen Fixpunkt. Dieser Punkt führt die Struktur und die aufgetrennte analoge und digitale Masse zusammen. Die Analogmasse bildet in der Elektronik einen internen Sternpunkt durch die Zusammenführung der inneren Schirmung des Sensorkopfes mit der Masse

der Hochspannungsversorgung und der analogen Signalverarbeitung. Die Digitalelektronik hat durch die steilen Signalfanken sehr hochfrequente Anteile und darf als potentielle Störquelle nur sehr hochohmig von der empfindlichen Analogelektronik gesehen werden.

Im Impulshöhenspektrum eines monoenergetischen Teilcheneinfalls zeigt sich das Rauschen bzw. das Auflösungsvermögen durch eine gaußförmige Linienverbreiterung, aus der unmittelbar die Halbwertsbreite (HWB) und damit die Energieauflösung über alle beitragenden Parameter abgelesen werden kann.

Bei der Verwendung von Halbleiterdetektoren aus Silizium ergibt sich ein Anteil an der Linienverbreiterung aus der Statistik der Anzahl der durch den Energieverlust erzeugten Ladungsträger Q zu

$$E_{HWB} = 2.35 \sqrt{\frac{3.61 eV}{q_e} Q} \quad (2.29)$$

mit der Elementarladung $q_e = 1.602 \cdot 10^{-19} C$ (KOWALSKI [Kow70]).

Zudem trägt das elektronische Rauschen zur Energieauflösung bei. Zur Beschreibung der Rauschspannung $u_r(t)$ wird der quadratische Mittelwert

$$\langle u_r^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_r^2(t) dt \quad (2.30)$$

über eine Meßzeit T oder auch die Standardabweichung $\sigma_u = \sqrt{\langle u_r^2 \rangle}$ betrachtet.

Rauschquellen unterscheiden sich in ihrer Entstehungsursache und Frequenzabhängigkeit; üblicherweise werden die quadratischen Mittelwerte der Rauschspannung $\langle u_r^2 \rangle$ bzw. der quadratische Mittelwert des Rauschstromes $\langle i_r^2 \rangle$ pro Frequenzintervall df angegeben:

- Thermisches Rauschen. Bei einem ohmschen Widerstand der Größe R bewirken thermische Bewegungen der Ladungsträger eine Rauschspannungsquelle, die man sich mit dem Widerstand in Serie geschaltet vorstellen kann. Die gleiche Ursache kann auch als Stromrauschquelle interpretiert werden, die parallel zum Widerstand angeordnet ist:

$$\frac{d \langle u_t^2 \rangle}{df} = 4 k T R \quad \text{oder} \quad \frac{d \langle i_t^2 \rangle}{df} = 4 k T \frac{1}{R}. \quad (2.31)$$

T ist die Temperatur in Kelvin und k die Boltzmann-Konstante.

- Schrot-Rauschen. Statistisch bedingte Bewegungen jedes einzelnen Ladungsträgers führen beim Ladungstransport durch Leiter und Halbleiter zu einem Stromrauschen

$$\frac{d \langle i_s^2 \rangle}{df} = 2 q_e I \quad (2.32)$$

mit dem Strom I . Das Rauschen wächst linear mit dem Strom.

- Flicker-Rauschen. In realen elektronischen Bauelementen findet man eine Rauschquelle mit einer annähernden $1/f$ -Abhängigkeit:

$$\frac{d \langle u_f^2 \rangle}{df} = \frac{A_f}{f}. \quad (2.33)$$

A_f ist eine bauteilspezifische Konstante. Dieses Rauschen ist z.B. eine Folge von Kontaktübergängen und Oberflächeneffekten an elektronischen Bauelementen.

Bei der Zusammenschaltung unkorrelierter Rauschquellen addieren sich die in Serie betriebenen Rauschspannungsquellen bzw. in Reihe geschalteten Rauschstromquellen quadratisch (geometrische Addition).

Das Auflösungsvermögen jedes einzelnen Analogzuges wurde im Rahmen der elektronischen Verifikation des Instruments mit hochgenauen 'Tail'-Pulsen am Detektoreingang bestimmt. Die Linienbreite des Eichpulses ist ein Maß für das elektronische Rauschen vom Eingangs-FET bis zur Pulshöhenanalyse.

Die Energieauflösung mit angeschlossenem Detektor wird mit radioaktiven Quellen gemessen. Die Auflösung einer Übergangslinie wird durch eine Gauß-Anpassung bestimmt und ergibt ein Auflösungsvermögen für Elektronen und für α -Teilchen. In Kapitel 3 im Abschnitt 3.1 wird durch die Einzeldetektoreichung das individuelle Auflösungsvermögen der verschiedenen Meßkanäle untersucht.

2.4.4 Instrumentverifikation

Neben den genannten Untersuchungen zum Auflösungsvermögen des Instruments gehören auch die Messungen zur Linearität und die Bestimmung sowohl der Ansprechschwellen als auch der 'physikalischen' Schwellen A1 bis A4 zur Verifikation des Geräts. Durch die externe Stimulation der LEV-Eingänge mit definierten 'Tail'-Pulsen wird weiterhin das Temperaturverhalten untersucht, da die geforderte Meßgenauigkeit und Funktionsfähigkeit innerhalb des Betriebsbereiches von $+10^{\circ}\text{C}$ bis $+30^{\circ}\text{C}$ sichergestellt werden muß. Temperaturabhängige Veränderungen in den Kennlinien und Schwellenwerten müssen für spätere Korrekturverfahren bekannt sein.

Zur Funktionsprüfung und elektronischen Verifikation im Flug wurde der interne Testpuls-generator IFTG entwickelt. Mit einer definierten Sequenz von Ladungspulsen versehen, werden die 17 Analogkanäle in Funktion, Linearität und Auflösung einschließlich der Datenerfassung und Aufbereitung in der Digitalelektronik überprüft.

Zusätzliche Anforderungen an das Instrument sind durch die Weltraumtauglichkeit vorgegeben: neben der Vakuumtauglichkeit muß die mechanische Stabilität den hohen Belastungen beim Start der Rakete gewachsen sein; daher werden zur Qualifikation sog. Vibrationstests durchgeführt, um das Design und den tatsächlichen Aufbau zu prüfen. Weiterhin untersucht ein akustischer Test die Belastbarkeit der Frontfolien.

Zum Finden thermischer Schwachstellen wird mechanischer Stress appliziert: wiederholte Zyklen zwischen den kalten und heißen Grenzwerten sowohl unter Normaldruck als auch im Vakuum stellen sicher, daß die Fertigung und das Design eine ordnungsgemäße Funktion gewährleisten können.

Eine weitere kritische Überprüfung stellt der EMC-Test (*Electro-Magnetic Compatibility*) dar. Bei in weiten Frequenzbereichen eingeleiteten und eingestrahlten Störungen darf das Instrument keine Sensitivität zeigen; auch darf das Gerät selbst keinen Störstrahler für andere Instrumente an Bord der Raumsonde darstellen, d.h. abgestrahlte und in die Struktur abgeleitete Störungen werden ebenfalls auf einzuhaltende Grenzwerte untersucht.

Von wesentlicher Bedeutung aus physikalischer Sicht ist die konzeptionelle Instrumentverifikation durch die Monte-Carlo-Simulation der erwarteten Teilchenpopulationen und -energien bei isotropem Einfall. Daher wird schon während der Instrumententwicklung ein mathematisches Modell entworfen und durch Simulationen die wesentlichen Eigenschaften des Teleskopes hinsichtlich Energiebestimmung und Isotopentrennung überprüft. Im folgenden Abschnitt 2.5 wird das Simulationsmodell vorgestellt und die Responsefunktion der verschiedenen Teilchenarten bestimmt. Einige Probleme der Flugdateninterpretation sind schon in den Ergebnissen der Simulation zu erkennen.

Die Beschleuniger-Eichung ist eine Verifikation des Instruments mit echten Teilchen. Sowohl die Elektronen am Linearbeschleuniger des INW/Gent als auch die im Target des Primärstrahls am HMI/Berlin erzeugten Wasserstoff- und Helium-Isotope geben einen Referenzwert im Instrumentverhalten für den Nachweis monoenergetischer Teilchen bei senkrechtem Einfall. Winkelmessungen und Monte-Carlo-Simulationen erlauben die Extrapolation zu hohen Energien und isotropem Teilcheneinfall.

2.5 Responsefunktionen

Zum Verständnis der Meßdaten, die das EPHIN-Instrument liefert, gehört ein möglichst umfangreiches Wissen um das Verhalten der verschiedenen Teilchensorten in der sensitiven und passiven Materie des Teleskopes über einen weiten Energiebereich.

Kenntnisse über die Wirkungsweise des Instruments werden durch die Eichmessungen (siehe Kapitel 3) und mit Hilfe von Modellrechnungen gewonnen. Die Eichmessungen am Beschleuniger sind die Grundlage der Simulation für den parallelen Einfall einer selektierten Teilchensorte mit einer diskreten Energie und einem definierten Einfallswinkel.

In diesem Abschnitt wird das detaillierte EPHIN-Modell vorgestellt und der energieabhängige Geometriefaktor für den Nachweis von Protonen, Heliumkernen und Elektronen bei isotropem Teilcheneinfall durch die Monte-Carlo-Simulation ermittelt. Der energieabhängige Geometriefaktor wird auch als Responsefunktion bezeichnet. Als weiteres Ergebnis der Simulation wird das Trennvermögen für ^3He und ^4He untersucht.

2.5.1 Modellentwicklung

Das Simulationsmodell des Instruments erlaubt die Erweiterung (Extrapolation) der Eichmessungen zur Untersuchung des Instrumentverhaltens bei einer kontinuierlichen Abdeckung weiter Energiebereiche unter Nutzung der Eichmessungen als diskrete Stützwerte. Bei Übereinstimmung der Ergebnisse für parallelen Teilcheneinfall kann die Simulation auf isotrope Winkelverteilungen angewandt werden. Simulationsrechnungen und Eichmessungen ergänzen einander.

Das reale Instrument besteht neben den aktiven Absorbern, den Detektoren, in denen der Energieverlust der Teilchen durch die Sammlung der erzeugten Ladungsträger möglichst vollständig gemessen wird, auch aus einer mechanischen Struktur wie den Halterungen der Detektoren, Distanzstücken, Kontaktringen u.ä., einschließlich der Frontfolien. Die passiven Absorber der Mechanik, in denen der Energieverlust eines Teilchens nicht registriert wird, führen zu einer zu gering bestimmten Gesamtenergie bei einem Teilchendurchgang und kennzeichnen hierdurch den wesentlichen Unterschied zwischen dem idealen und dem realen Teilchenteleskop. Streuprozesse wirken sich zudem bei niedrigen Teilchenenergien deutlich in der Nachweischarakteristik aus.

Das verwendete Programmpaket GEANT (*Generation and Tracking of Particles*) wurde am CERN (*Conseil Européene pour la Recherche Nucléaire*, Genf) entwickelt, um Detektorsysteme zu entwerfen und zu optimieren. Das Simulationsprogramm stellt Module zur Verfügung, mit denen der geometrische Aufbau, die Materialbelegung der Struktur sowie die wesentlichen physikalischen Prozesse im Modell beschrieben werden können. Eine Beschreibung des Programmpakets findet sich bei BRUN et al. [BBM⁺87].

Das mathematische Modell des idealen EPHIN-Instruments wurde von TIMMRECK [Tim91a] entwickelt und zur Untersuchung des Protonen- und Heliumnachweises um die wesentlichen passiven Materialien zum realen Instrument erweitert [Tim91b].

Änderungen in der Geometrie während der Entwicklung der EPHIN-Flugereinheit, insbesondere die Vergrößerung des Abstandes zwischen den Detektoren A und B von 3.8 cm auf 4.28 cm,

aber auch die Veränderung der Streueigenschaften im Eingangsbereich des Teleskopes durch die Verlegung der Titanfolie von einem geringen Abstand zum Detektor A in den mechanischen Verbund mit der entfernten Kaptonfolie, wirken sich in den Responsefunktionen des Instruments deutlich aus. Daher wurden neue Simulationsrechnungen durchgeführt, um die aktuelle Referenz für die Auswertung der Flugdaten zu ermitteln.

In dem erweiterten Modell ist neben der realen geometrischen Struktur und einer Verfeinerung im Bereich der Detektorhalterungen auch der tatsächliche Aufbau der Segmente der Detektoren A und B mit den implementierten Guard-Ring- und Gap-Strukturen enthalten. Der Flächenanteil der Segmentlücken an der Gesamtfläche des Detektors A bzw. B beträgt jeweils 1.3%. Weiterhin wurde die Signalverarbeitung in der Simulation auf die aktuellen Diskriminatorschwellen der Flugeinheit angepaßt.

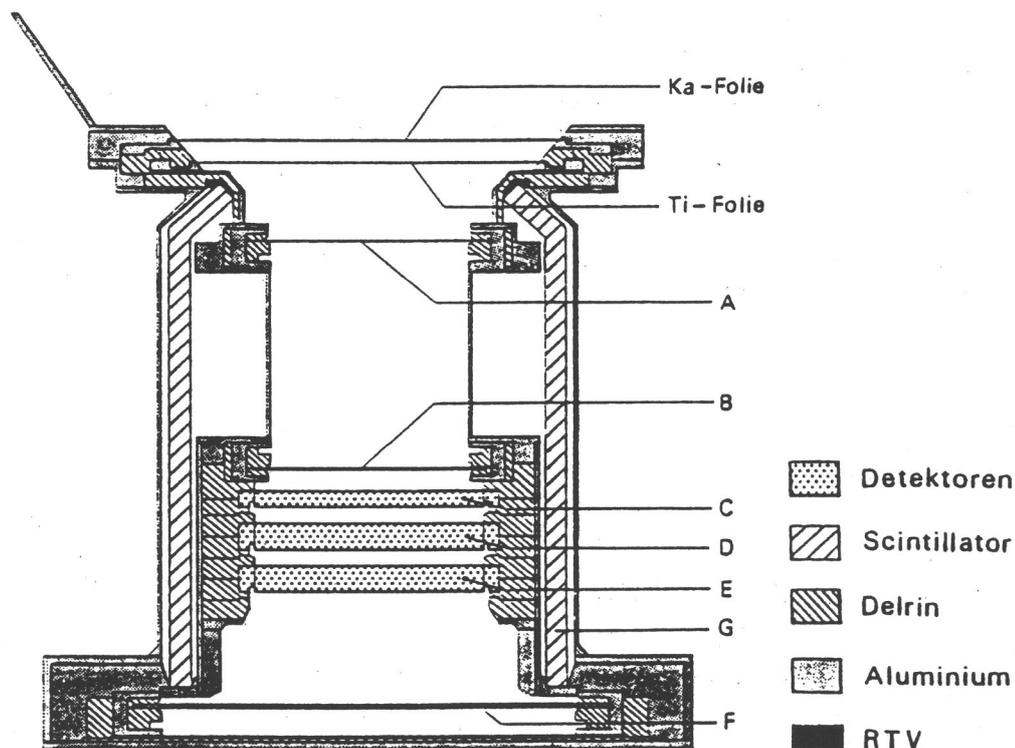


Abbildung 2.11: Schnittzeichnung durch das Simulationsmodell des Teilchenteleskops. Für Streuprozesse und die Absorption von Teilchen sind die passiven Materialien der Struktur und der Detektorhalterungen entscheidend.

Ein Schnitt durch das Simulationsmodell des realen Teilchenteleskops mit der Kennzeichnung der verwendeten Materialien ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Die in der Simulation verwendeten Materialparameter der Struktur befinden sich in Tabelle 2.9.

Die Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie sind statistische Prozesse. Wenn ein geladenes Teilchen das Instrument durchsetzt, so sind die Wechselwirkungen und Bahnänderungen, die es erfährt, nicht vorhersagbar. Zur Simulation solcher statistischer Reaktionen werden Verfahren benutzt, die neben den physikalischen Grundlagen die Zufälligkeit der Reaktion berücksichtigen. Um einzelne Teilchenbahnen zu erzeugen und die Wechselwirkungen der Teilchen mit der durchquerten Materie zu beschreiben, werden im GEANT-Programm Zufallszahlen verwendet. Solche Verfahren werden als Monte-Carlo-Simulation bezeichnet.

Bezeichnung	Material	\bar{A}	\bar{Z}	ρ (g/cm ³)
Halbleiterdetektor	Silizium	28.09	14.00	2.330
Szintillator	NE104	11.16	5.61	1.032
Ka-Folie	Kapton	12.26	6.00	1.420
Ti-Folie	Titan	47.90	22.00	4.510
Halteungen	Aluminium	26.98	13.00	2.700
	Delrin	11.00	5.00	1.370

Tabelle 2.9: Materialparameter bei der Simulation des EPHIN-Instruments. \bar{A} bezeichnet das mittlere Atomgewicht, \bar{Z} die mittlere Ladungszahl und ρ die Dichte des Absorbermaterials.

In einer Simulation kann das Verhalten des realen Instruments nur angenähert wiedergegeben werden. Um mit der Monte-Carlo-Simulation eine große Anzahl von Teilchen in angemessener Rechenzeit zu generieren und auszuwerten, werden im GEANT-Programm die folgenden Näherungen verwendet:

- Die Wirkungsquerschnitte für den Energieverlust und die Streuung von Teilchen in Materie sind abhängig von den Teilcheneigenschaften und dem Absorbermaterial. Daher wird der Wirkungsquerschnitt für jedes verwendete Material und jede Teilchenart in dem gewählten Energiebereich berechnet und tabelliert vorgehalten. Die mit diesen Wirkungsquerschnitten berechneten Energieverluste weisen Abweichungen von wenigen Prozent gegenüber experimentell ermittelten Energieverlusten auf [BBM⁺87].
- Die Wirkungsquerschnitte für Energien zwischen den explizit berechneten Werten werden linear interpoliert.
- Die Schrittzahl im Monte-Carlo-Verfahren hängt von den Wirkungsquerschnitten σ der einzelnen Prozesse ab. Die Schrittlänge X_R ist proportional zu $1/\sigma$; die Anzahl der Schritte, um eine Strecke x zurückzulegen, nimmt also mit wachsendem Wirkungsquerschnitt zu. Da die Rechenzeit mit steigender Schrittzahl anwächst, werden Prozesse mit großen Wirkungsquerschnitten, wie z.B. der Energieverlust durch Ionisation, vom Programm als kontinuierlich angenommen. Dies bedeutet z.B. für die Wechselwirkung durch Ionisation, daß die Länge jedes einzelnen Schrittes ohne Berücksichtigung der Entstehung von Elektronen unterhalb einer vorgegebenen Energie berechnet und entsprechend der Gesamtschrittlänge der Energieverlust mit Hilfe einer Energieverlustverteilung vom Programm ausgespielt wird. Überschreiten die bei der Ionisation erzeugten Elektronen einen bestimmten Schwellenwert ('Cut'), so werden diese sog. δ -Elektronen vom Programm als Sekundärteilchen betrachtet und der Energieverlust im Sensor weiterverfolgt. Für die geeignete Wahl des Schwellenwertes ist vom Benutzer zwischen Genauigkeit und notwendiger Rechenzeit abzuwägen.

2.5.2 Protonen und Alphateilchen

Betrachtet man zunächst das Verhalten von Nukleonen im idealen Teilchenteleskop, so kann aus dem Unterschied zur Simulation des realen Aufbaus der Einfluß der passiven Absorber abgeleitet werden.

In Abbildung 2.12 ist der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ für den ⁴He-Nachweis aus der Simulation mit isotropem Teilcheneinfall ermittelt worden (TIMMRECK [Tim91a]). Die Responsefunktionen der dargestellten Koinzidenzkanäle H4, H8, H25, H41 und INT (Integralkanal)

sind nahezu rechteckig; bei geradlinigen Teilchenbahnen führen geometrische Überlegungen mit idealen Detektoren auf einen rechteckigen Verlauf der Ansprechfunktionen [Sul71]. Die schmalen Übergangsbereiche von einem Kanal auf den nächsten sind auf den Einfluß der Wegverlängerung bei einer isotropen Winkelverteilung, auf statistische Effekte am Reichweitenende und auf die unterschiedliche Streuung der Teilchen in den Detektoren zurückzuführen.

Der Integralkanal zeigt einen niederenergetischen Vorläufer, der durch schräge Teilchendurchgänge im Bereich der oberen Kante des aktiven Volumens des Detektors E bedingt ist: diese Teilchen erreichen mit deutlich weniger Energieverlust im E den tieferliegenden Detektor F und werden so schon bei niedrigeren Energien dem Integralkanal zugeordnet.

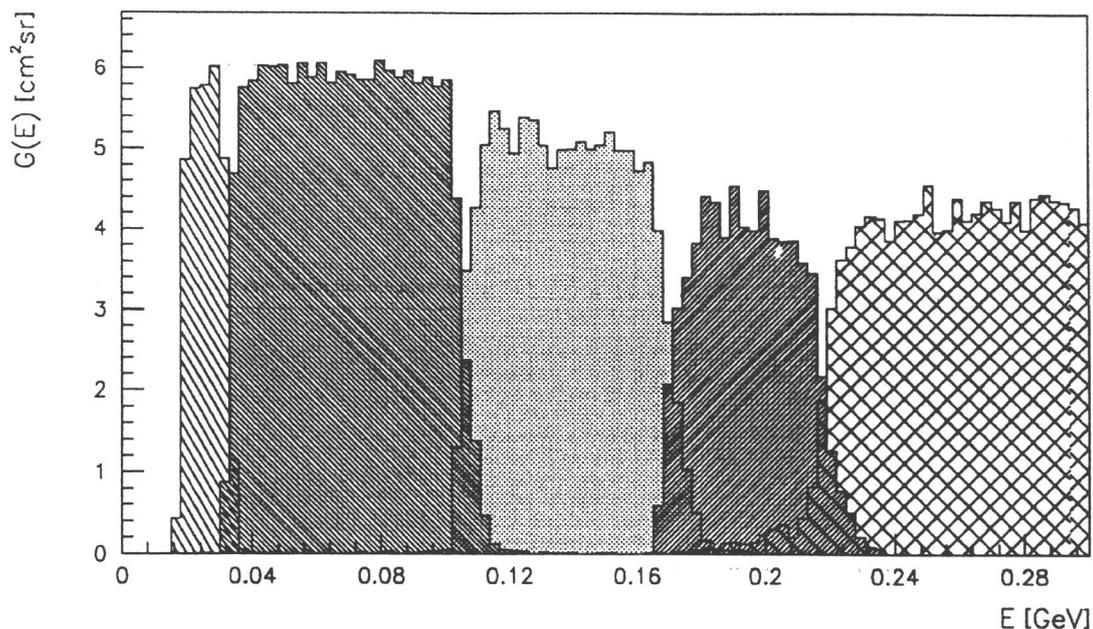


Abbildung 2.12: Der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ des idealen EPHIN-Teleskopes über der Einfallsenergie E für ${}^4\text{He}$ aufgetragen (von links: Kanal H4, H8, H25, H41, INT). Die Simulation beinhaltet die volle Aperturöffnung mit dem idealisierten Teleskop, das nur aus den aktiven Detektoren besteht (TIMMRECK [Tim91a]). Die Responsefunktionen sind nahezu rechteckig. Schmale Übergangsbereiche sind auf den Einfluß der Wegverlängerung bei schrägem Teilcheneinfall, auf statistische Effekte am Reichweitenende und auf die unterschiedliche Streuung der Teilchen in den Detektoren zurückzuführen. Der niederenergetische Vorläufer des Integralkanals ist durch den geometrischen Aufbau bedingt: schräge Teilchendurchgänge passieren das aktive Volumen des Detektors E nur im Bereich der oberen Kante, erreichen dadurch mit deutlich weniger Energieverlust den Detektor F (ohne Ansprechen der Antikoinzidenz) und werden so schon vorzeitig dem Integralkanal zugeordnet.

Aufgrund der veränderten Geometrie des Flug-Instruments ist der Absolutwert des Geometriefaktors in dieser Darstellung nicht mehr zutreffend. Die Vergrößerung des Abstandes zwischen den Detektoren A und B bewirkt eine deutliche Abnahme im erreichten Wert der Responsefunktionen (etwa 20 %).

Wesentlich ist neben dem Rechteckverlauf des Ansprechens auch die Relation der Plateaus zueinander: bedingt durch den gleichbleibenden Durchmesser der Detektoren C, D und E nimmt mit zunehmender Eindringtiefe der Geometriefaktor ab. Daraus folgt, daß jeder Zählkanal des EPHIN-Instruments gesondert betrachtet werden muß, wenn von der Zählrate auf die Intensität der einfallenden Teilchen zurückgeschlossen werden soll.

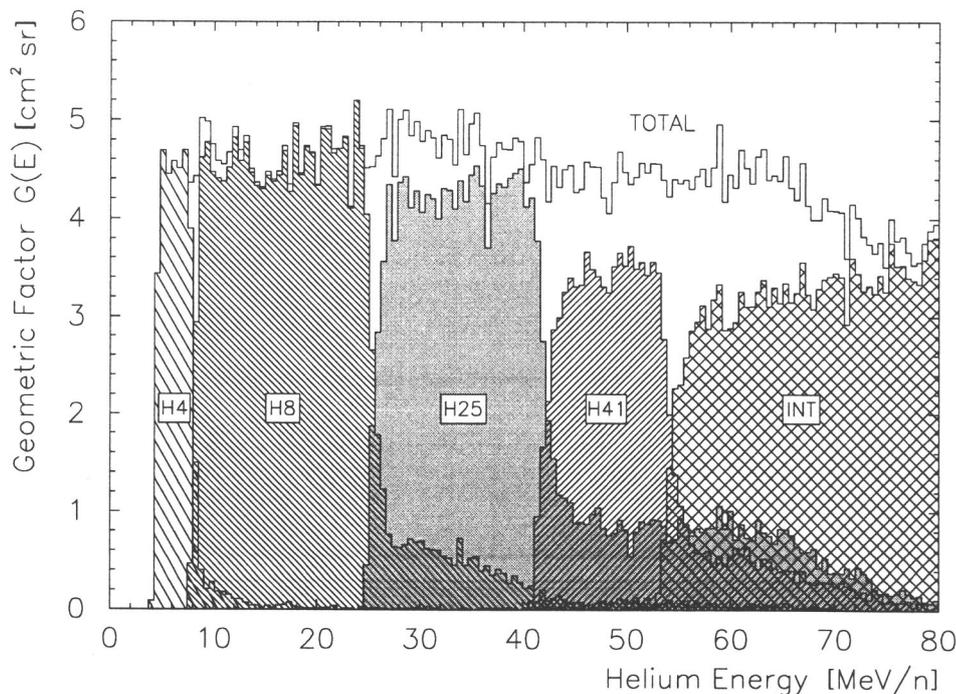


Abbildung 2.13: Der energieabhängige Geometriefaktor des realen EPHIN-Teleskopes über der Einfallenergie für den ^4He -Nachweis unter Einbeziehung der passiven Materie wie Detektorhalterungen und Gehäusestruktur in das Simulationsmodell. Große hochenergetische Ausläufer durch nicht-registrierte Energieverluste in den Detektorhalterungen bei schrägem Teilchendurchgang, die Teilchen werden absorbiert, ohne daß die Antikoinzidenz anspricht. Im Bereich dieser Ausläufer haben die Teilchen für den Koinzidenttyp unerwartet niedrige Energieverluste in den durchlaufenen Detektoren und werden aufgrund der Klassifikation durch ihr Signal im A-Detektor (mit den 'physikalischen' Schwellen A2 bis A4) in Anteilen auch den Protonenkanälen zugeordnet (bis zu $0.5 \text{ cm}^2 \text{ sr}$, nicht dargestellt).

Der mit dem neuen erweiterten Simulationsmodell für das reale EPHIN-Teleskop bestimmte energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ für den ^4He -Nachweis ist in Abbildung 2.13 über der Einfallenergie E dargestellt.

Das Ansprechvermögen des realen Sensors unterscheidet sich deutlich vom Verlauf des idealen Teleskopes: die Koinzidenzkanäle entwickeln starke Ausläufer zu hohen Teilchenenergien. Die Ursache dieser Ausläufer liegt in der Absorption von Teilchen bei schrägen Einfallswinkeln: in den Halterungen der tieferliegenden Detektoren verlieren diese Teilchen Energie, die nicht registriert wird. Die Teilchen kommen in den Absorbern zur Ruhe, ohne die Antikoinzidenz anzusprechen, und werden daher trotz hoher Einfallenergie einem niedrigeren Koinzidenzkanal zugeordnet. Reicht bei hoher Energie das Signal im Detektor A nicht mehr aus, um die für den niedrigen Koinzidenttyp erforderliche 'physikalische' Schwelle (A2 bis A4, vgl. Abbildung 2.6) anzusprechen, so werden solche Teilchen aufgrund einer falschen Klassifikation auch Protonenkanälen (z.B. Kanal P8) zugeordnet.

Im Vergleich mit dem idealen Teleskop in Abbildung 2.12 zeigt sich auch der niedrigere Absolutwert im Ansprechverhalten durch die Änderung der geometrischen Verhältnisse: die Vergrößerung des Abstandes zwischen den Detektoren A und B von 3.8 cm auf 4.28 cm und die Einbeziehung der Segmentzwischenräume reduziert den Geometriefaktor um etwa $1.2 \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

Auch im Ansprechvermögen des realen Teleskops nimmt durch die Größe der Detektoren C, D und E mit zunehmender Eindringtiefe der Teilchen der Geometriefaktor für die zugehörigen Koinzidenzkanäle ab. In der in Abbildung 2.13 eingetragenen Summe der Koinzidenzkanäle (TOTAL) ist allerdings bis etwa 70 MeV/n ein gleichbleibend hohes Plateau festzustellen. Das bedeutet, daß in diesen Energiebereichen die Restenergie der Teilchen nach Verlassen des letzten 'signalgebenden' Detektors nicht ausreicht, um die Halterungen zu durchdringen und die Antikoinzidenz zu erreichen. Die Absorberschicht ist immer genügend dick, um das Erreichen der Antikoinzidenz zu verhindern; daher gilt auch bei hohen Energien der unerwartet große Öffnungskegel, der durch die Detektoren A und B aufgespannt wird und nach vorn durch die Antikoinzidenzöffnung zusätzlich begrenzt ist.

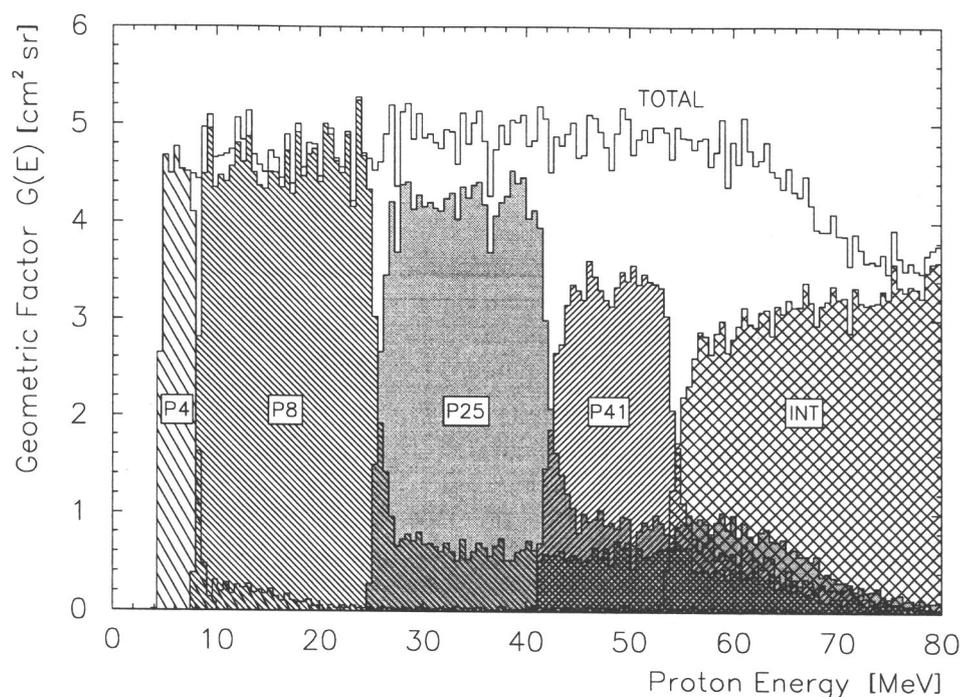


Abbildung 2.14: Die Simulation von Protonen im realen Teleskop zeigt bei isotropem Teilcheneinfall und voller Aperturöffnung hochenergetische Ausläufer des energieabhängigen Geometriefaktors. Die Ausläufer entstehen durch nicht-registrierte Energieverluste in den Detektorhalterungen bei schrägem Teilcheneinfall. Die Protonen bleiben in den Halterungen stecken, ohne die Antikoinzidenz zu erreichen und damit verworfen zu werden.

Die Ausführungen für den ^4He -Nachweis gelten in gleicher Weise für den Protonennachweis im realen Teleskop. In Abbildung 2.14 ist der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ für Protonen über der Einfallsenergie E dargestellt. Auch hier zeigen sich durch die schrägen Teilcheneinfälle hochenergetische Ausläufer durch nicht-registrierte Energieverluste in den passiven Absorbern der Detektorhalterungen.

Durch die in der Koinzidenzbedingung geforderte Signalhöhe im Detektor A ist die Koinzidenz der Detektoren A, B und C bei den Protonen (siehe Kanal P8) mit einem weit längeren Ausläufer zu hohen Energien versehen als der äquivalente Kanal H8 der ^4He -Kerne (siehe Abbildung 2.13). Im Energiebereich oberhalb von etwa 25 MeV ergibt sich hierdurch sogar eine leichte Erhöhung in der Summe der Geometriefaktoren (TOTAL) der einzelnen Koinzidenzkanäle.

Typ	Kanal	Geo_{gesamt} [$cm^2 sr$]	$Geo_{parallel}$ [$cm^2 sr$]	$Geo_{zentral}$ [$cm^2 sr$]	G_{gesamt} [$cm^2 sr$]	$G_{parallel}$ [$cm^2 sr$]	$G_{zentral}$ [$cm^2 sr$]
Proton	P4	5.00 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.59 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	P8	4.98 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.60 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	P25	4.43 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.20 ± 0.05	1.02 ± 0.01	0.16 ± 0.01
	P41	3.61 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	3.35 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	INT	3.61 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	3.13 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
Helium	H4	5.00 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.58 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	H8	4.98 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.58 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	H25	4.43 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	4.24 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	H41	3.61 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	3.45 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01
	INT	3.61 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.18 ± 0.01	3.29 ± 0.05	1.02 ± 0.02	0.16 ± 0.01

Tabelle 2.10: Die Geometriefaktoren des realen Teleskopes für Protonen und Helium in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen. Die Simulation mit wechselwirkungsfreien Teilchen ('Geantinos') ergibt das rein geometrische Ansprechen Geo unter Berücksichtigung der passiven Segmentzwischenräume (Gaps/Guard-Ring) der Detektoren A und B. Teilchenwechselwirkungen reduzieren diese Werte auf den wahren Geometriefaktor G_{gesamt} für die volle Aperturöffnung, $G_{zentral}$ für den Durchgang durch die zentralen Segmente A0 und B0 und $G_{parallel}$ für die übereinanderliegenden Segmentkombinationen (Einfall 0. Ordnung, vgl. Abbildung 2.5). Die Werte wurden jeweils dem Plateau der Responsefunktion im nominellen Energiebereich entnommen.

Die Geometriefaktoren für den Protonen- und Heliumnachweis im realen EPHIN-Teleskop sind in Tabelle 2.10 in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen aufgeführt. Mit steigender Energie werden z.B. Protonen zunächst im Kanal P4 registriert (Ansprechen der Detektoren A und B), dann im Kanal P8 (Detektor C spricht an), im P25 (Detektor D kommt hinzu) und P41 (Detektor E). Mit einem Signal im F-Detektor werden die Protonen durchdringend, also dem Integralkanal INT zugeordnet.

Die Simulation des EPHIN-Instruments wurde in zwei Stufen durchgeführt:

- 1 Das Programmpaket GEANT stellt einen Teilchentyp zur Verfügung, das Geantino, das wechselwirkungsfrei die Bestimmung des rein geometrischen Ansprechvermögens Geo (siehe Tabelle 2.10) unter Berücksichtigung der tatsächlichen Instrument-Verhältnisse, insbesondere der passiven Segmentzwischenräume (Gaps/Guard-Ring) der Detektoren A und B, erlaubt. Der Vergleich mit den nach SULLIVAN [Sul71] ermittelten Geometriefaktoren durch Gleichung 2.28 in Tabelle 2.3 (siehe Seite 30) zeigt eine Erniedrigung des Ansprechvermögens im Bereich von 3–5 % durch den Einfluß der Segmentlücken bei isotropem Teilcheneinfall.
- 2 Die Teilchenwechselwirkungen bei der Simulation von Protonen und Helium-Kernen reduzieren die geometrischen Werte Geo auf den wahren Geometriefaktor des Instruments G_{gesamt} für die volle Aperturöffnung, bzw. $G_{zentral}$ für den Durchgang durch die zentralen Segmente A0 und B0 und $G_{parallel}$ für die übereinanderliegenden Segmentkombinationen (Einfall 0. Ordnung, vgl. Abbildung 2.5). Die aufgeführten Werte wurden jeweils dem Plateau der Responsefunktion im nominellen Energiebereich entnommen. Durch die Wechselwirkungen der Teilchen in den Detektoren, aber auch in den nicht-sensitiven Absorbern, sinkt das Ansprechvermögen um weitere 5–10 %.

Zur Bestimmung der Geometriefaktoren werden in der Simulation etwa 150 000 Teilchen/ cm^2 auf der Fläche des Detektors A isotrop und gleichverteilt über den Energiebereich von 4–80 MeV/n

ausgespielt. Hierdurch wird eine ausreichende Statistik in den zugeordneten Koinzidenzkanälen des Instruments erreicht. Der energieabhängige Geometriefaktor ergibt sich nach [Bia96] zu

$$G(E) [cm^2 sr] = \frac{N(E)_{coinc}}{N(E)_{trials}} \pi [sr] F [cm^2], \quad (2.34)$$

mit der Fläche F , auf der isotrop ausgespielt wird, der Anzahl $N(E)_{trials}$ der Einschüsse bei einer gegebenen Energie und $N(E)_{coinc}$ der Anzahl Zählungen in einem Koinzidenzkanal.

Untersucht man den Teilcheneinfall 0. Ordnung, also mit der Einschränkung auf übereinanderliegende Segmente der Detektoren A und B, so reduziert sich der zulässige Einfallswinkelbereich der Teilchen (vgl. Abbildung 2.5) und vermindert damit die hochenergetischen Ausläufer in der Responsefunktion. In Abbildung 2.15 ist der energieabhängige Geometriefaktor für Protonen bei Einfall 0. Ordnung im realen Teleskop dargestellt.

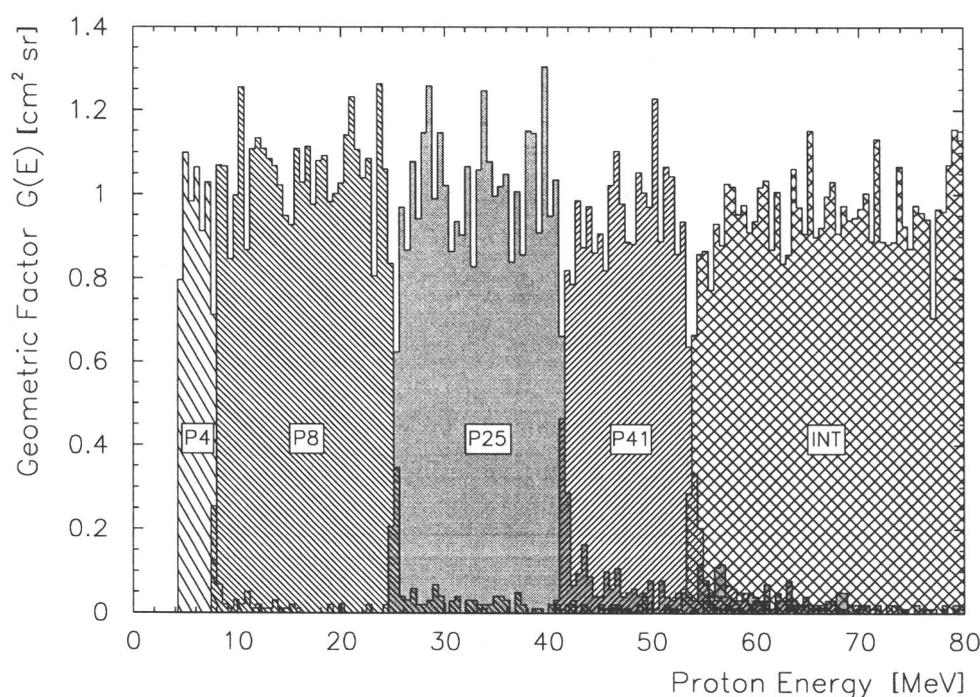


Abbildung 2.15: Der energieabhängige Geometriefaktor für Protonen im realen Teleskop bei Teilcheneinfall 0. Ordnung (gerader Einfall Mitte GM oder gerader Einfall Rand GR). Die Einschränkung auf übereinanderliegende Segmente der Detektoren A und B reduziert den zulässigen Einfallswinkelbereich und vermindert damit die hochenergetischen Ausläufer.

Der Anteil der Ausläufer ist bei übereinanderliegenden Segmentkombinationen auf den kleinen Winkelbereich begrenzt, unter dem Teilcheneinfälle in den Randsegmenten die Detektorhalterungen der tieferliegenden Detektoren erreichen können. Schränkt man die erlaubte Geometrie auf die zentralen Segmente A0 und B0 der Detektoren A und B ein, so sind die Ausläufer nahezu verschwunden. Nur große Streuwinkel, die sehr selten auftreten, führen vereinzelt Teilchen in die passiven Absorber der Halterungen.

Ein weiterer interessanter Aspekt bei der Untersuchung übereinanderliegender Segmentkombinationen ist die etwa gleichbleibende Plateauhöhe im energieabhängigen Geometriefaktor. Bis zum Erreichen des Detektors E ist die Geometrie nur durch die Segmente in A und B festgelegt, erst nach Verlassen des Detektors D bei etwa 41 MeV erreichen Teilchen aus einem kleinen

Winkelbereich die Halterung des Detektors E. Der Teleskopaufbau ist in dieser Konfiguration nahezu pyramidenförmig und daher das geometrische Ideal einer Instrumentkonzeption. Aus diesem Grunde konzentriert sich im weiteren auch die Flugdatenauswertung zunächst auf den reduzierten Winkelbereich übereinanderliegender Segmente (siehe Kapitel 4).

2.5.3 Trennung von ^3He und ^4He

Die grundlegende Anwendung der Segmentierung der beiden Frontdetektoren A und B liegt in der Trennung der Helium-Isotope ^3He und ^4He . Daher wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation das Trennvermögen des EPHIN-Instruments bei isotropem Teilcheneinfall im Energiebereich von 4–53 MeV/n untersucht.

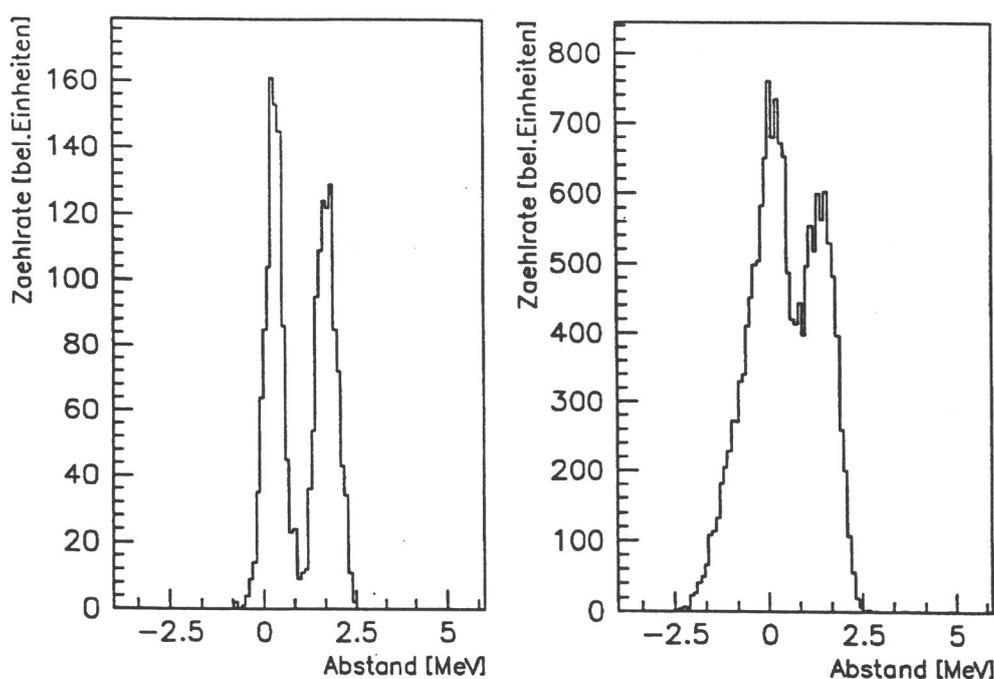


Abbildung 2.16: Trennvermögen des Detektorsystems für ^3He im jeweils linken Peak und ^4He im rechten Peak der Verteilung bei isotropem Teilcheneinfall im Energiebereich von 4–53 MeV/n (TIMMRECK [Tim91a]). *links* : bei Einfall 0. Ordnung Mitte oder Rand, *rechts* : die volle Aperturöffnung ohne Segmentierung.

Die Abbildung 2.16 zeigt die Trennung der Helium-Isotope ^3He und ^4He mit einem Intensitätsverhältnis von 1:1 und einem gleichverteilten Energiespektrum durch die Bestimmung des Abstandes der Ortskurven des Energieverlusts im Detektor A (vgl. Abbildung 2.6). Ohne Segmentierung ist eine Trennung nur bei großen Anteilen von ^3He (ab etwa 1:10 im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis) möglich (*rechts*), ^3He -reiche Ereignisse treten auf der Sonne jedoch nur selten auf. Untersuchungen zum $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis in solaren Ereignissen im Energiebereich von einigen 10 MeV/n finden sich bei CHEN et al. [CGW95].

Wird der zulässige Einfallswinkelbereich der Teilchen durch die Segmentierung eingeschränkt (*links*), so lassen sich Intensitätsverhältnisse von $^3\text{He}/^4\text{He}$ bis in den Bereich kleiner als 1/100 zuverlässig trennen (Einfall 0. Ordnung, d.h. für übereinanderliegende Segmentkombinationen).

Die gemessenen Energiespektren im solaren Minimum zeigen im Energiebereich steckenbleibender ^4He die sog. anomale Komponente mit einem sehr flachen, in etwa gleichverteilten Verlauf,

und für ${}^3\text{He}$ einen Anstieg mit einem Potenzgesetz mit $\gamma \approx +1$. Daher steigt der ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Anteil im Energiebereich von 4–53 MeV/n stetig an und erreicht Werte von max. 7% (siehe Kapitel 5).

In den ruhigen Zeiten im Minimum der solaren Aktivität wäre folglich ohne die Segmentierung eine Analyse des ${}^3\text{He}$ -Anteils nicht möglich gewesen. Auch geringe Anteile von ${}^3\text{He}$ -Kernen in großen solaren Ereignissen können nur durch die Einschränkung der zulässigen Einfallswinkelbereiche der Teilchen erkannt werden.

2.5.4 Elektronennachweis

Das Verhalten von Elektronen ist für das Verständnis des EPHIN-Instruments von besonderer Bedeutung. Aufgrund der erwarteten spektralen Energieverteilung von Elektronen und Nukleonen sind die obgleich geringen Elektronenanteile im interplanetaren Medium durch die niedrigen Energien im Meßbereich des Instruments deutlich überbetont gegenüber den Nukleonen. Daher kann ein geringes "Überkoppeln" von Elektronen in die Nukleonenkanäle durch die großen Signale der Vielfachstreuung eine zuverlässige Trennung von den Nukleonen erschweren. Sowohl für die Erstellung der Intensitäts-Zeit-Profile als auch für den Aufbau der Energiespektren muß eine klare Zuordnung der Komponenten gewährleistet sein.

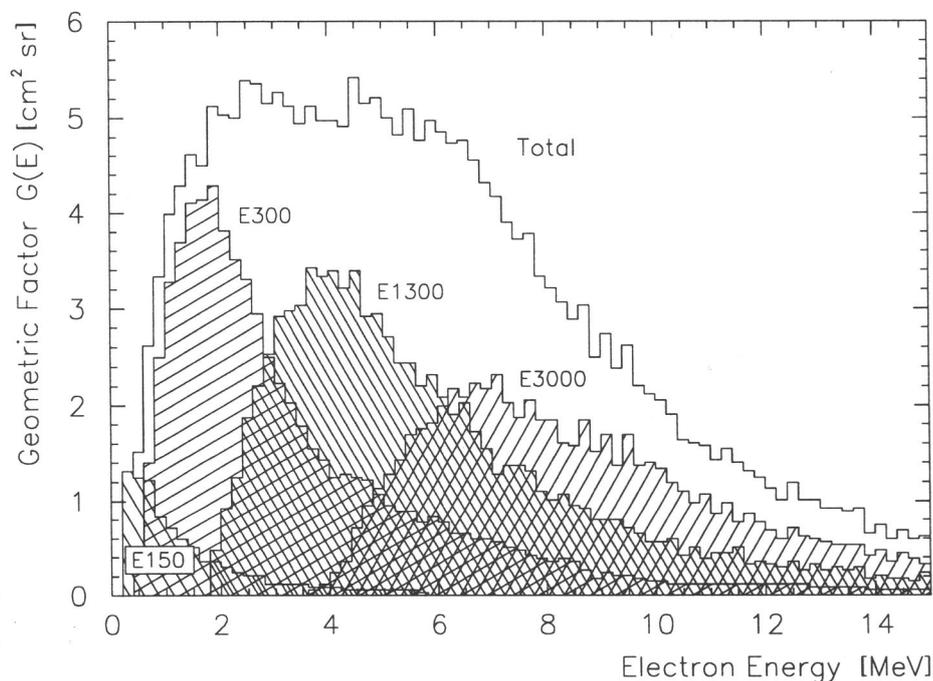


Abbildung 2.17: Der energieabhängige Geometriefaktor für den Nachweis von Elektronen im realen EPHIN-Sensor mit dem Ansprechen der Koinzidenzkanäle über der Energie aufgetragen (basierend auf Simulationsrechnungen von FORTHMANN [For93]). Durch Vielfachstreuung im Detektor und Absorption in der passiven Materie (ungesehen von der Antikoinzidenz) werden die Responsefunktionen für Elektronen breit und überlappend.

Die Abbildung 2.17 zeigt den energieabhängigen Geometriefaktor $G(E)$ für den Nachweis von Elektronen im realen EPHIN-Sensor. Die Werte basieren auf Simulationsrechnungen von FORTHMANN [For93]. Das Ansprechen der Koinzidenzkanäle, mit steigender Eindringtiefe in den Kanälen E150, E300, E1300 und E3000 über der Energie aufgetragen, wird durch die stark

variierenden Energieverluste aufgrund der Vielfachstreuung der Elektronen im aktiven Detektorvolumen bestimmt. Aber auch die Absorption von Teilchen in den Detektorhalterungen, wie in Abschnitt 2.5.2 diskutiert, bedingt einen deutlichen Anteil an der starken Verbreiterung der Responsefunktionen zu hohen Energien.

Da die Responsefunktionen der Elektronenkanäle im Unterschied zu den Nukleonenkanälen kein Plateau in einem definierten Energiebereich aufweisen, muß zur Bestimmung der differentiellen Intensität für jeden Koinzidenzkanal das Integral über den energieabhängigen Geometriefaktor gebildet werden, um iterativ den Spektralverlauf aus den Stützstellen der Energieschwerpunkte zu bestimmen (BIALK [Bia91]). Für die Analyse der Pulshöhendaten kann mit der detektierten Gesamtenergie des Teilchens und dem festgestellten Koinzidenztyp aus dem Verlauf der Responsefunktion der zugehörige Geometriefaktor entnommen werden.

Zur Verifikation der Responsefunktionen wird in Kapitel 3 im Abschnitt 3.3.2 das Verhalten senkrecht einfallender monoenergetischer Elektronen am Teilchenbeschleuniger im Vergleich mit dem Modell in der Monte-Carlo-Simulation untersucht. Erst die Übereinstimmung von Simulation und Eichung erlaubt die Anwendung der Responsefunktionen für den isotropen Teilcheneinfall. Auch konkrete Fragestellungen aus der Analyse der Flugdaten können durch gezielte Simulationen beantwortet werden.

2.6 Diskussion

Ein komplexes Gerät wie das Kieler EPHIN-Instrument für die SOHO-Mission wird in der Zusammenarbeit eines Teams von Wissenschaftlern und Ingenieuren entworfen und entwickelt. Viele Beiträge sind erforderlich, um aus einem neuen Konzept und den Erfahrungen mit den erfolgreichen Instrumenten für die Missionen HELIOS und ULYSSES ein Teilchenteleskop entstehen zu lassen, das die erweiterten Möglichkeiten durch eine verbesserte Datenverarbeitung und neue Detektortypen zu einem optimalen Beitrag zur Erforschung der Sonne und des interplanetaren Raumes verwendet. Dies gilt insbesondere für die Gelegenheit, energiereiche geladene Teilchen im Verbund mit neuen optischen Instrumenten auf der gleichen Raumsonde zu messen und im Zusammenhang zu interpretieren.

Die Aufgabe dieser Arbeit liegt neben Beiträgen zur physikalischen Konzeption und der digitalen Signalverarbeitung in der Definition und Zusammenführung abgetrennter Teilbereiche, die z.T. in Vorstudien, Diplomarbeiten und, im Bereich der Elektronik, in einem mittelständischen Unternehmen und der Raumfahrtindustrie weiterentwickelt und gefertigt wurden. Die Beiträge wurden in ihrer aktuellen Relevanz in das übergeordnete Zusammenspiel im Instrument eingefügt, dazu bewertet und auch erweitert. Aus dem idealen Instrument wird das reale Gerät zum Nachweis geladener Teilchen entwickelt.

In diesem Kapitel wurden die Aufgabenbereiche vorgestellt, in die das Instrument einzuordnen ist, und die Verfahren und Randbedingungen der Messung behandelt. Durch den Aufbau des Sensors und die detaillierte Simulation wird die Basis für die Glaubwürdigkeit der Flugdaten und der physikalischen Interpretation der Beobachtungen geschaffen.

Das EPHIN-Instrument ist für die Messung zu Zeiten der ruhigen Sonne und kleiner solarer Ereignisse ausgelegt. Der Geometriefaktor liegt mit $4.6 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ um fast eine Größenordnung über denen der Instrumente E6 auf HELIOS mit $0.5 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ und des KET auf ULYSSES mit $0.69 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Die Trennung der Wasserstoff- und Helium-Isotope wurde durch die Segmentierung der Detektoren A und B ermöglicht und Randeffekte in diesen Detektoren bis auf geringe Anteile der Segmentlücken verhindert. Es hat sich jedoch auch gezeigt, daß eine Vergrößerung der tieferliegenden Detektoren, wie im Aufbau des HELIOS-Instruments, die hochenergetischen Ausläufer der Responsefunktionen vermieden hätte.

Kapitel 3

Eichung

Die Eichmessungen am Teilchenbeschleuniger beinhalten im Zusammenspiel mit der Monte-Carlo-Simulation des Instruments die konkrete Verifikation des physikalischen Konzeptes und des realen Aufbaus im integrierten System aus Elektronik und Sensor hinsichtlich Funktion und Energieauflösung. Vorab werden die einzelnen Detektoren mit radioaktiven Präparaten untersucht und mit dem integrierten Instrument minimal-ionisierende Teilchen gemessen.

Die Eichung des Teleskopes findet in drei Stufen statt:

1 Einzeldetektoreichung.

Mit radioaktiven Präparaten wird die Energieauflösung der Halbleiterdetektoren und das Ansprechen des Szintillators untersucht. Des weiteren werden Messungen zur Homogenität und Detektordicke sowie zur Verifikation der Segmentzwischenräume durchgeführt; durch den rückwärtigen Teilcheneinfall werden die wahren Totschichten der Lithium-gedrifteten Detektoren bestimmt. Aus den vermessenen Detektoren werden die Flugexemplare für den Sensor selektiert. Die Energieeichung mit einem α -Präparat legt weiterhin die Kennlinie für die elektronische Signalverarbeitung in der Flugelektronik fest.

2 Messung relativistischer Teilchen.

Der Durchgang relativistischer μ -Mesonen gibt Aufschluß über das Signal und die Auflösung der Messung minimal-ionisierender Teilchen in den einzelnen Detektoren nach der vollständigen Integration des Meßsystems. Die relative Lage des Signals zur Ansprechschwelle des Meßkanals verifiziert den Anteil der Teilchenverluste durch statistische Effekte im Verlauf des Anstiegs der Energieverlust-Verteilung im jeweiligen Detektor.

3 Beschleuniger-Eichung.

Die Eichmessungen am Teilchenbeschleuniger bestimmen die Energieauflösung und die Linearität der einzelnen Meßkanäle und damit das Nachweisverhalten des integrierten Instruments. Durch die diskreten Stützwerte in der Energie und im Einfallswinkel des kollimierten Teilchenstrahls mit unterschiedlichen Spezies wird der Abgleich mit der Simulation ermöglicht und die Basis für die Erweiterung der Simulation und der späteren Messungen bei isotropem Teilcheneinfall gelegt. Aus der Eichung werden Verfahren zur Teilchen- bzw. Massentrennung (der Isotope) entwickelt.

In diesen drei Schritten werden in den folgenden Abschnitten die Eichmessungen vorgestellt und die wesentlichen Ergebnisse entwickelt. Die Beschleuniger-Messungen unterteilen sich in einen Abschnitt zur Nukleonen-Eichung am Zyklotron des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin und die Elektronen-Eichung am Linear-Beschleuniger des INW/Gent. Eine Diskussion schließt dieses Kapitel ab.

3.1 Einzeldetektormessungen

Die Detektoren für das EPHIN-Instrument werden sowohl unter Normaldruck als auch im Vakuum mit kommerzieller Elektronik vermessen und im Vergleich mit den Spezifikationen verifiziert. Wesentliche Parameter sind der Leckstrom der Detektoren und die Homogenität des aktiven Volumens. Mit den diskreten Übergangslinien von radioaktiven Präparaten wird das Auflösungsvermögen für Elektronen und α -Teilchen bestimmt.

Langzeitmessungen im Vakuum sind erforderlich, um die Stabilität der Detektoren in Energieauflösung und Leckstrom für den Einsatz im Instrument zu untersuchen. Mit Temperaturzyklen werden die Extreme der erwarteten Thermalbedingungen auf der Raumsonde nachgebildet.

Die Abbildung 3.1 zeigt das Ergebnis der Einzeldetektoreichung des Detektors A mit einem ^{133}Ba -Präparat. Aus den Elektronen der Übergangsenergie von 319 keV kann durch eine Gauß-Anpassung eine Energieauflösung von 13 keV FWHM (entspr. 4.2%) ermittelt werden.

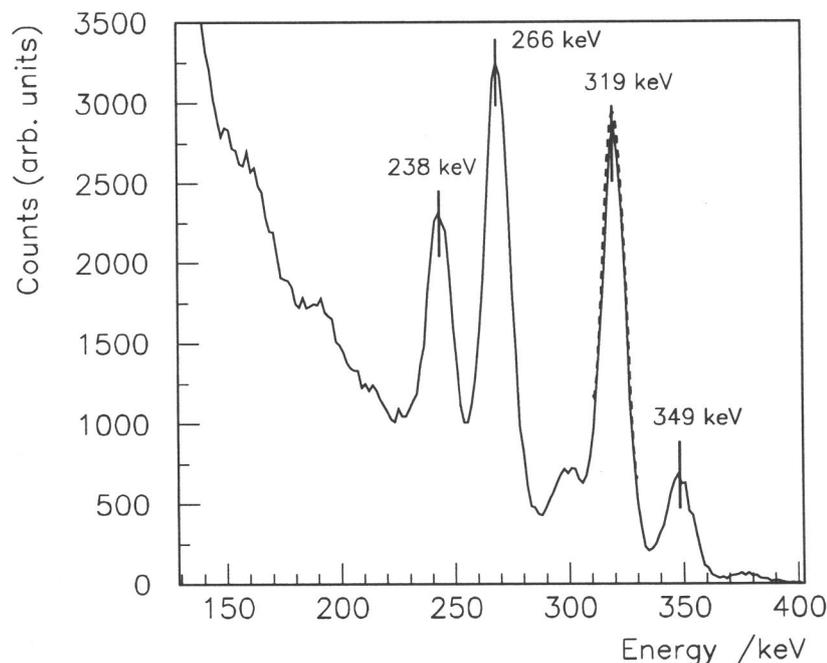


Abbildung 3.1: Einzeldetektoreichung des Detektors A mit einem ^{133}Ba -Präparat (Elektronen, Segment 1, Vorderseite). Die Übergangsenergien des β -Strahlers ^{133}Ba ($\lambda_{1/2} = 7.2$ yr) sind eindeutig zuzuordnen und liegen deutlich voneinander getrennt. Eine Gauß-Anpassung an die 319 keV-Linie ergibt eine Energieauflösung von 13 keV FWHM.

Das Verhalten der segmentierten Detektoren hinsichtlich der Segmenttrennung und des Übersprechens bei einem Teilchendurchgang wurde von KLEMT [Kle91] und ELENDET [Ele92] untersucht. Die Einführung eines separat versorgten Guard-Rings zwischen den Segmenten und als äußere Umgrenzung war erforderlich, um Ladungen im Randbereich der Segmente gezielt abzuführen und das Ansprechen der Nachbarsegmente durch Überkoppeln zu verhindern; durch das Signal eines Nachbarsegments ist ein Teilcheneinfall nicht eindeutig und wird von der Elektronik automatisch verworfen.

Die Ortsauflösung und Lichtsammlung des Szintillators wurde von HERZOG [Her93] untersucht und für die Anwendung im EPHIN-Instrument durch Veränderungen der Lichtauskopplung optimiert. Trotz der Lichtverluste aufgrund langer Wege und vieler, an den Szintillatorkanten

auch diffuser Reflektionen bis zum Photomultiplier muß das Signal minimal-ionisierender Teilchen die Antikoinzidenz sicher ansprechen, um den Untergrund und Zufallskoinzidenzen durch schräge Teilcheneinfälle zuverlässig zu unterdrücken.

Die Einzeldetektoreichung des Halbleiterdetektors B mit einem ^{241}Am -Präparat (α -Teilchen) zeigt die Abbildung 3.2. Die Gauß-Anpassung an die 5.485 MeV-Linie des ^{241}Am -Spektrums ergibt eine Energieauflösung von 26 keV FWHM (entspr. 0.5%).

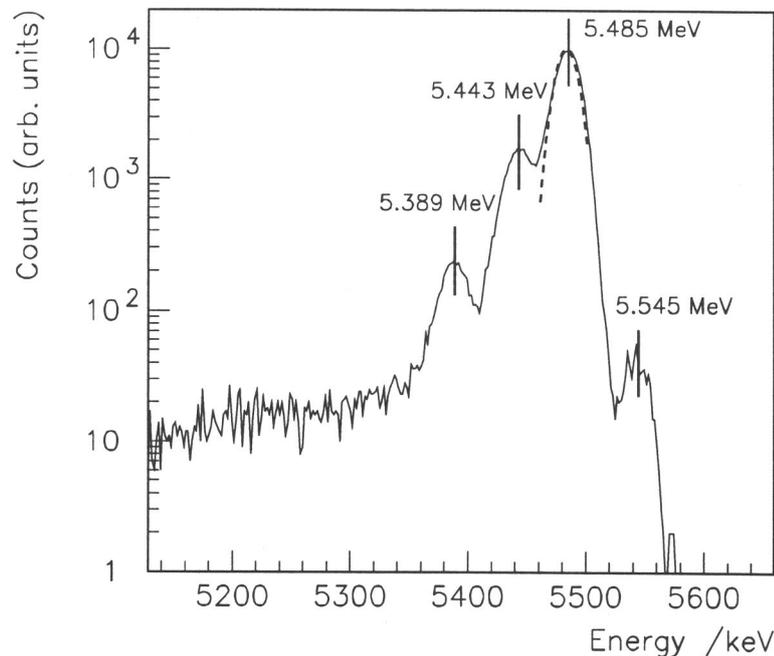


Abbildung 3.2: Einzeldetektoreichung des Detektors B mit einem ^{241}Am -Präparat (α -Teilchen, Segment 0, Rückseite). Die Übergangsenergien liegen deutlich voneinander getrennt. Das Spektrum wurde um einen Energieverlust von 177 keV im Schutzlack und der Totschicht des Detektors verschoben. Die Gauß-Anpassung an die 5.485 MeV-Linie des ^{241}Am -Spektrums ergibt für den Detektor B eine Energieauflösung von 26 keV FWHM.

Detektor	Name	Typ	Dicke [μm]	Auflösung [keV]	Präparat
A	A4	Pips	150	13	^{133}Ba
B	B8	Pips	300	26	^{241}Am
C	C15	Si(Li)	3000	43	^{207}Bi
D	DE22	Si(Li)	5000	43	^{207}Bi
E	DE25	Si(Li)	5000	41	^{207}Bi

Tabelle 3.1: Die Energieauflösung der Flugdetektoren in [keV] FWHM wurde mit Elektronen (^{133}Ba , ^{207}Bi) und α -Teilchen (^{241}Am) vermessen.

Eine Übersicht über die Energieauflösung der Flugdetektoren gibt die Tabelle 3.1. Die Spezifikationen werden von den selektierten Detektoren z.T. deutlich unterschritten (vgl. Tabelle 2.4). Das Auflösungsvermögen bestimmt neben der erreichbaren Energieauflösung der Flugdaten auch das Rauschen im Analogkanal und wirkt sich damit auf die sog. Nullrate des Meßkanals aus, die

durch das Ansprechen der Diskriminatorschwelle aufgrund von Rauschimpulsen vom Detektor und vom Analogzug entsteht. Ein schlechtes Auflösungsvermögen eines Detektors kann bei einer niedrigen Ansprechschwelle durch hohe Nullraten zu Totzeitverlusten führen.

Die Lithium-gedrifteten Detektoren wurden ebenfalls mit Elektronen und α -Teilchen untersucht. Die Einzeldetektoreichung des Detektors E mit Elektronen eines ^{207}Bi -Präparats zeigt die Abbildung 3.3. Die Gauß-Anpassung an die 972 keV-Linie ergibt eine Energieauflösung von 43 keV FWHM (entspr. 4.4%). Die Lithium-gedrifteten Detektoren wurden zur Bestimmung der Energieauflösung jeweils in der Mitte der Vorderseite gemessen.

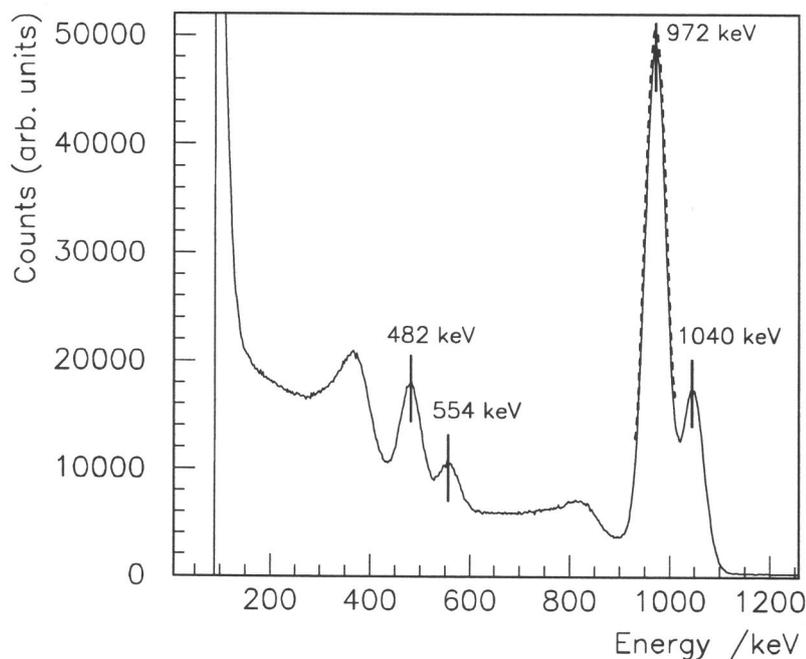


Abbildung 3.3: Einzeldetektoreichung des Detektors E mit einem ^{207}Bi -Präparat (Elektronen, Vorderseite, Zentrum). Die Übergangsenergien des β -Strahlers ^{207}Bi ($\lambda_{1/2} = 28$ yr) liegen deutlich voneinander getrennt. Eine Gauß-Anpassung an die 972 keV-Linie ergibt für den Lithium-gedrifteten Detektor eine Energieauflösung von 43 keV FWHM.

Die Totschichten der ionenimplantierten Detektoren A, B und F liegen im Bereich von $1 \mu\text{m}$ sowohl für die Vorderseite als auch für die Rückseite des Detektors. Die geringen Totschichtdicken sind nur schwer meßtechnisch zu verifizieren. Abweichungen um einige 10 % in der wahren Dicke wirken sich im Meßbereich des integrierten Instruments in der Energieauflösung der Teilchen nicht nachweisbar aus.

Für den Teilcheneinfall bis in die Lithium-gedrifteten Detektoren gewinnt die Bestimmung der wahren Totschichten der Rückseiten dieser Detektoren an Bedeutung. Die Fensterdicken (Totschichten) der Rückseiten sind mit einer nominellen Dicke von $40 \mu\text{m}$ angegeben und führen daher zu einer meßbaren Verschiebung in der nachgewiesenen Teilchenenergie. Die Totschichten der Vorderseiten liegen im Bereich von $0.5 \mu\text{m}$ sind daher vernachlässigbar.

In der Tabelle 3.2 sind die wahren Totschichten der Flugdetektoren C, D und E im Vergleich mit den spezifizierten Werten angegeben. Der gemessene Energieverlust von α -Teilchen ist um den Anteil der Totschichtdicke reduziert. Mit der bekannten Einschußenergie des ^{241}Am -Präparats läßt sich aus dem Fehlbetrag durch Energieverlustrechnungen die wahre Totschichtdicke bestimmen. Die gefundenen Werte liegen im Bereich von nur der Hälfte der spezifizierten Dicke.

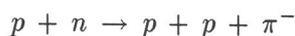
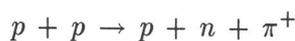
Detektor	Name	Totschicht _{spec}	$\alpha_{rück}$	ΔE_{tot}	Totschicht _{gem}
C	C15	40 μm	1.35 MeV	4.13 MeV	24 μm
D	DE22	40 μm	1.46 MeV	4.03 MeV	23 μm
E	DE25	40 μm	1.67 MeV	3.82 MeV	22 μm

Tabelle 3.2: Bestimmung der wahren Totschichten der Lithium-gedrifteten Detektoren der EPHIN-Flugeinheit durch α -Teilchen von der Rückseite (^{241}Am : 5.485 MeV). Der Energieverlust in den Totschichten geht dem gemessenen Signal verloren und läßt sich durch Energieverlustrechnungen einer Schichtdicke zuordnen. Die gemessenen Totschichten betragen nur 55–60 % der spezifizierten Totschichtdicke.

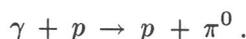
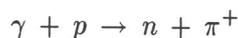
Die Auswirkungen der unregistrierten Energieverluste in den Totschichten werden im Abschnitt 3.3.1 bei der Analyse der Linearität der Eichung mit Nukleonen untersucht. Zur Bestimmung der Einfallsenergie der Teilchen mit dem Instrument muß sowohl am Beschleuniger (bei bekannter Strahlenergie) als auch im Flug eine Korrektur der Totschichtverluste durchgeführt werden, wenn die Energiebestimmung mit einer Genauigkeit von besser als 10 % erfolgen soll.

3.2 μ -Mesonen der sekundären kosmischen Strahlung

Die μ -Mesonen entstehen in der Erdatmosphäre in großer Höhe als harte Komponente von Schauern hochenergetischer Protonen. Das Primärproton erzeugt zunächst ein π -Meson durch den Stoß mit Nukleonen der Restatmosphäre, z.B. durch



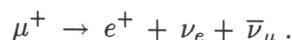
oder durch harte γ -Quanten



Die geladenen π -Mesonen zerfallen mit einer Halbwertszeit von $2.6 \cdot 10^{-8}$ s durch schwache Wechselwirkung, und es entstehen die μ -Mesonen der harten Komponente der sekundären kosmischen Strahlung



Die μ -Mesonen sind kurzlebige Teilchen mit einer Halbwertszeit von $2.2 \cdot 10^{-6}$ s und der 207-fachen Masse von Elektronen. Aufgrund der relativistischen Energien (und der damit verbundenen Zeitdilatation) erreichen die μ -Mesonen den Erdboden und können mit Teilchendetektoren nachgewiesen werden. Das μ -Meson erzeugt durch den Zerfall auch eine Elektronenkomponente nach z.B.



Mit dem EPHIN-Instrument werden die μ -Mesonen im Labor nachgewiesen und als Signal minimal-ionisierender Teilchen zur Bestimmung der Energieauflösung der einzelnen Detektoren ausgewertet. Die relative Lage der Energieverlustverteilung relativistischer Teilchen zur Ansprechschwelle des Meßkanals erlaubt eine Verifikation des Absolutansprechens des Instruments. Durch einen zu geringen Abstand von der Schwelle können Teilcheneinfälle mit einem Signal im Anstieg der Energieverlustverteilung die Schwelle nicht sicher überschreiten, und es kommt zu Nachweisverlusten.

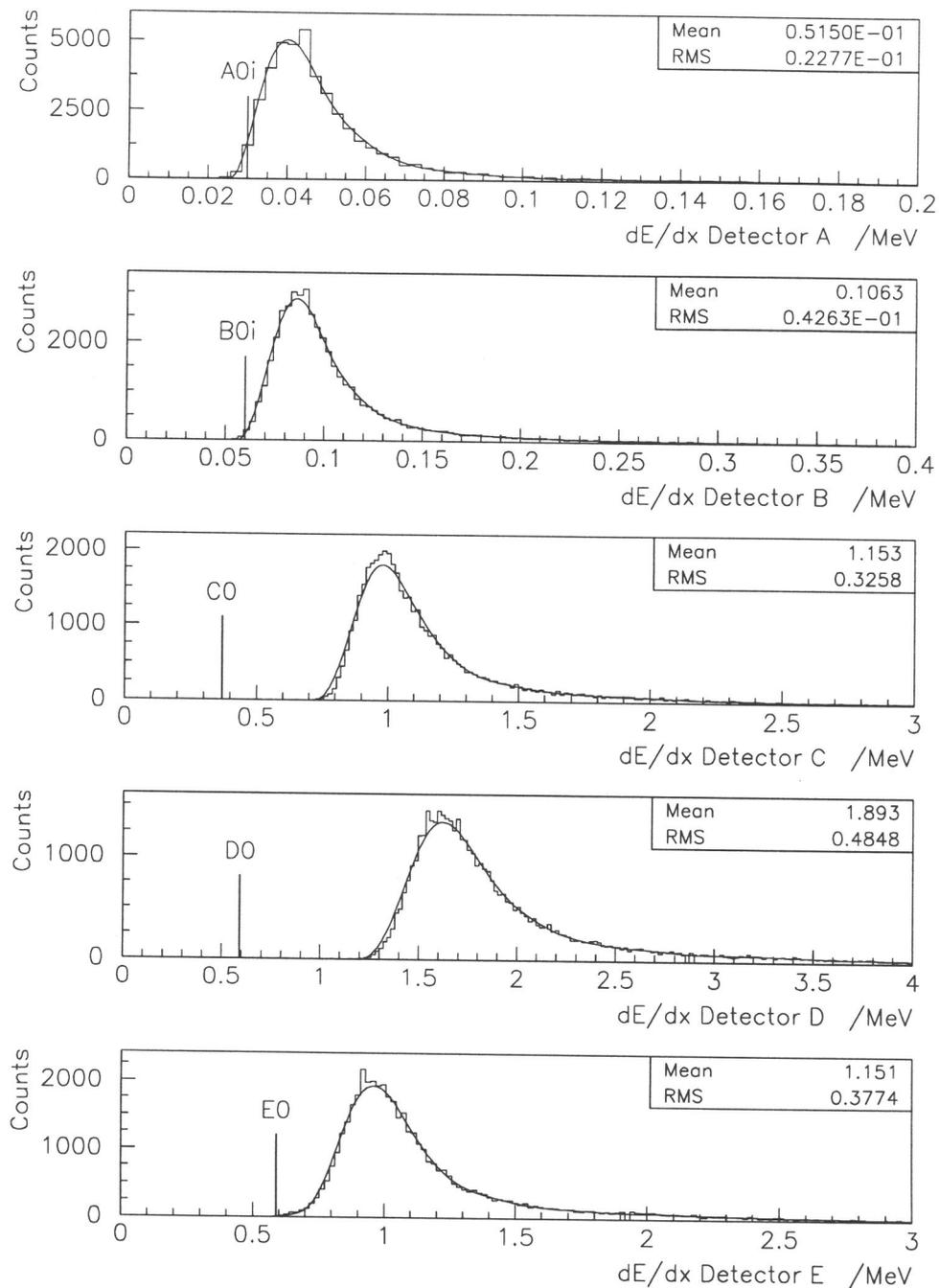


Abbildung 3.4: Das Einzeldetektorsignal von relativistischen μ -Mesonen aus dem Langzeittest mit der EPHIN-Ersatzinheit: minimal-ionisierende Teilchen liegen mit ihrem Signal deutlich oberhalb der Ansprechschwelle der einzelnen Meßkanäle; durch einen Abstand von nur $1-1.5\sigma$ vom Maximum der Verteilung, wie bei den Detektoren A und B, werden nicht alle einfallenden Teilchen erkannt. Die Signale der Lithium-gedrifteten Detektoren C, D und E haben einen deutlichen Abstand zur Schwelle ($> 3\sigma$). Die EPHIN-Ersatzinheit verfügt über einen E-Detektor mit 3 mm Dicke, in der Flugeinheit auf der SOHO-Raumsonde hat dieser Detektor eine Dicke von 5 mm und ist vergleichbar mit dem hier dargestellten Detektor D.

Die Teilchenverluste lassen sich aus dem Abstand des Maximums der Energieverteilung zur Ansprechschwelle abschätzen und ergeben sich für die Detektoren A und B mit einem Abstand von $1 - 1.5 \sigma$ zu etwa 3–5 %. Aus dem Vergleich der Dicken der Detektoren B und F läßt sich die Signalhöhe minimal-ionisierender Teilchen im Detektor F abschätzen und aus der Relation zur Ansprechschwelle ein Nachweisverlust in ähnlicher Höhe wie in den Detektoren A und B angeben.

Die Energieauflösung für minimal-ionisierende Teilchen aus Langzeitmessungen der EPHIN-Ersatzeinheit ist in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Da die Energieverlustverteilungen asymmetrisch sind, liegt der Mittelwert deutlich über dem Verteilungsmaximum (Peak) der Signale der μ -Mesonen.

Detektor	Schwelle [keV]	Mittelwert [keV]	RMS [keV]	Peak [keV]	FWHM [keV]
A	30	52	23	41	21
B	60	106	43	86	37
C	359	1150	326	980	310
D	581	1890	485	1620	490
E	582	1150	377	970	350

Tabelle 3.3: Die Energieauflösung für minimal-ionisierende Teilchen aus den relativistischen μ -Mesonen des Langzeittests. Aufgrund der Asymmetrie der Landau-Verteilung des Energieverlustes liegen Mittelwert und Verteilungsmaximum (Peak) deutlich voneinander entfernt.

Zur Untersuchung der Langzeitstabilität der Detektoren wird im Vakuum (über Monate) sowohl der Leckstrom als auch die Energieauflösung der Detektoren im integrierten Instrument gemessen. Diese Messungen sind Teil der Überwachung der Instrumente und entscheiden letztlich mit bei der Auswahl und Festlegung der Flug- und Ersatzeinheit zur Integration auf der Raumsonde.

3.3 Beschleuniger-Eichungen

Durch die Eichmessungen am Teilchenbeschleuniger wird das Nachweisverhalten des integrierten Instruments mit unterschiedlichen Teilchenspezies bekannter Energie und Einfallrichtung untersucht.

Der kollimierte Teilchenstrahl am Beschleuniger erlaubt die Bestimmung der Energieauflösung und der Linearität der Meßkanäle durch die Energieverluste in den einzelnen Detektoren und die Analyse der Gesamtenergie der Teilchen durch die Auswertung der koinzident angesprochenen Detektoren. Mit diskreten Stützwerten in der Energie und im Einfallswinkel der Teilchen wird das Simulationsmodell verifiziert und auf den isotropen Teilcheneinfall solarer und galaktischer Teilchen zuverlässig erweitert.

Die Isotopenanteile gleicher Steifigkeit bei der Nukleonen-Eichung ermöglichen die Entwicklung eines Verfahrens zur Trennung der Wasserstoff- und Helium-Isotope in den Eichdaten. Diese Methode wird später auf die Flugdaten zur Separation der einfallenden Teilchenpopulation angewandt.

Die Beschleuniger-Eichungen unterteilen sich in einen Abschnitt zur Nukleonen-Eichung am Zyklotron des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin und einen zweiten Abschnitt zur Elektronen-Eichung am Linear-Beschleuniger des INW der Universität Gent/Belgien.

3.3.1 Nukleonen-Eichung am HMI/Berlin

Die Eichmessungen mit Wasserstoff- und Helium-Isotopen wurden am Zyklotron des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin durchgeführt. Vorbeschleunigte Helium-Kerne mit einer Energie von 6 MeV werden im Zyklotron auf 120 MeV beschleunigt und treffen als Primärstrahl auf ein Gold-Target. Die Stoßprodukte sind sekundäre ^4He -Kerne mit den Isotopen ^3He und ^6He sowie Protonen, Deuterium- und Tritium-Kerne und schwere Kernbruchstücke mit einer breiten Energieverteilung. Primär- und Sekundärteilchen gleicher Steifigkeit werden mit einem Ablenkmagneten (der Quadrupol/Dipol-Anordnung Q3D) durch die Wahl des Magnetfeldes bei gegebenem Ablenkradius in der Fokalebene bzw. an der Blende vor dem EPHIN-Instrument selektiert. Die Abbildung 3.5 zeigt den Meßaufbau am Beschleuniger.

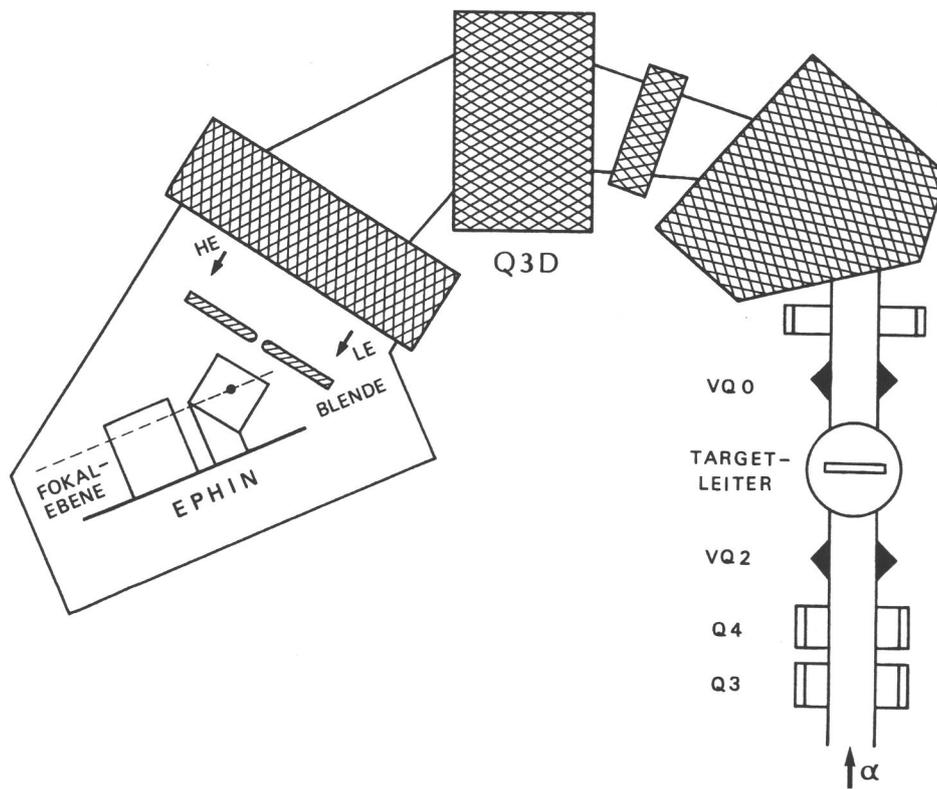


Abbildung 3.5: Meßaufbau zur Nukleonen-Eichung am Zyklotron des Hahn-Meitner-Instituts, Berlin. Der Primärstrahl mit ^4He -Kernen von 120 MeV trifft auf das Gold-Target (in der Targetleiter) und erzeugt als Stoßprodukte Protonen, Deuterium- und Tritium-Kerne, ^3He , ^4He und schwere Kernbruchstücke. Der Ablenkmagnet Q3D bestimmt durch Magnetfeld und Ablenkradius die Steifigkeit und damit die zulässigen Energien der Teilchen in der Fokalebene. Die Blende vor dem EPHIN-Instrument reduziert den Strahldurchmesser auf 7 mm.

Mit der Blende vor dem Instrument wird der Ablenkradius ρ definiert, so daß sich bei einem gegebenen Magnetfeld B der Impuls p der Teilchen ergibt zu

$$B \rho \propto p.$$

Der Durchmesser der Blende bestimmt neben der erlaubten Strahldimension auch die Energiedispersion des Strahls. Durch die Variation im Ablenkradius verändert sich die Energie um

etwa 0.1 % pro mm in der Fokalebene von kleinen Radien entsprechend geringer Energie (*Low Energy LE*, vgl. Abbildung 3.5) zu größeren Energien bei steigendem Radius (*High Energy HE*). Die Blende steht in einem Winkel von 45 Grad zur Fokalebene, daher resultiert aus der Blendenöffnung von 7 mm die Energieauflösung der Messungen zu besser als 0.5 %.

Durch die Veränderung des Magnetfeldes wurde die Energieeichung mit diskreten Stützstellen bei Energien von 4–120 MeV entsprechend 1–30 MeV/n für ^4He -Kerne durchgeführt. Für den Protonennachweis wird der Energiebereich des Instruments (4.3–53 MeV) vollständig abgedeckt, Deuterium- und Tritium-Kerne können bei der erreichbaren Maximalenergie nur bis in den Detektor E und ^3He - und ^4He -Kerne nur bis in den Detektor D eindringen.

Die Abbildung 3.6 gibt eine Übersicht der Messungen am Zyklotron des HMI/Berlin und zeigt die Trennung der Wasserstoff-Isotope p, d und t sowie der Helium-Isotope ^3He , ^4He und geringer Anteile ^6He , ^6Li und ^7Li . Der Teilcheneinfall ist senkrecht etwa zentrisch auf dem Segment A0 und entspricht daher dem Einfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente).

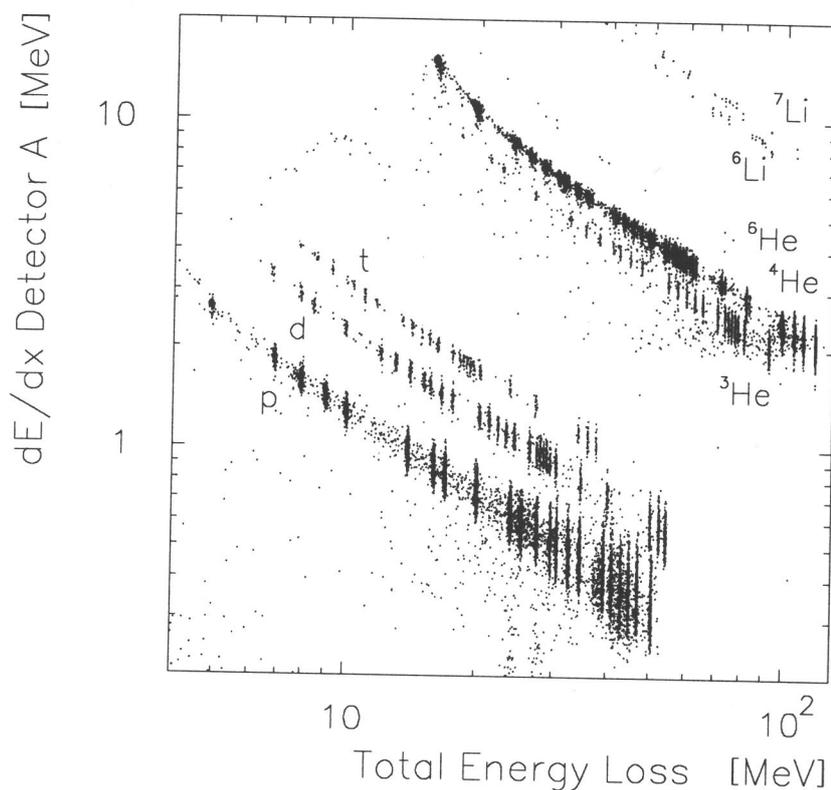


Abbildung 3.6: Trennung der Nukleonen p, d, t und ^3He , ^4He am Zyklotron des HMI/Berlin (120 MeV ^4He Primärstrahl auf Au-Target). Eine geringe Population von ^6He , ^6Li und ^7Li kann ebenfalls identifiziert werden. Der Teilcheneinfall ist senkrecht auf dem Segment A0 (Einfall 0. Ordnung).

Die Einstellung des Stroms im Primärstrahl (etwa 10 nA) führt zu den erforderlichen niedrigen Teilchenintensitäten der Reaktionsprodukte im Bereich von etwa 100 Zählungen pro Sekunde in der erlaubten Geometrie des EPHIN-Instruments. Der Beschleunigerbetrieb ist gepulst, d.h. mit einer Periodizität von 50 ns befinden sich in einem Puls von 1 ns Dauer etwa 1 000 ^4He -Kerne im Primärstrahl.

In Erweiterung der Energieeichung wurden zusätzlich bei ausgewählten Energien Messungen unter unterschiedlichen Einfallswinkeln und Strahlverschiebungen (durch Verfahren der Blende)

durchgeführt sowie Untergrundmessungen erfaßt. Ein Anteil hochenergetischer γ -Quanten aus dem Target erzeugt durch Konversionen (COMPTON-Effekt, Paarbildung) vor dem Instrument einen Untergrund an Elektronen über einen breiten Energiebereich.

Teilchentrennung

Das Verfahren der Teilchentrennung basiert auf einer Polynom-Anpassung an die Schwerpunkte der ^4He -Verteilungen der Eichmessungen (vgl. Abbildung 3.6) durch eine Funktion

$$g(x) = a + b x + c x^2 \quad (3.1)$$

mit

$$x = \log_{10} \frac{dE/dx(\text{Detector A})}{\text{Total Energy Loss E}},$$

$$a = 1.1631, \quad b = 0.51283, \quad c = 0.015386,$$

und der Abstandsbestimmung der Eichdaten von dieser Schwerpunkt-Anpassung durch

$$f(\kappa z^2 m) = \log_{10}(dE/dx(\text{Detector A})) - g(x), \quad (3.2)$$

mit der Ladungszahl z sowie der Masse m der Teilchen und der Konstanten κ (vgl. Gleichung 2.17 zur dE/dx -E-Methode). Das Ergebnis der Massentrennung ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

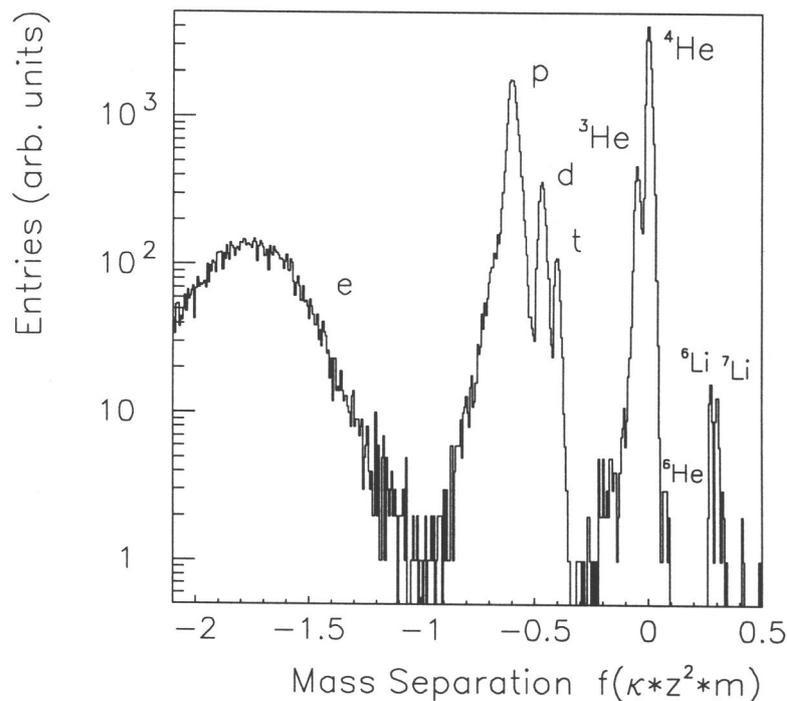


Abbildung 3.7: Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ für die Nukleonen p, d, t und ^3He , ^4He durch die Projektion entlang der ^4He -Schwerpunktkurve (Abstandsbestimmung). Geringe Anteile von ^6He , ^6Li und ^7Li werden ebenfalls aufgelöst (vgl. Abbildung 3.6). Die Elektronen entstammen energiereichen γ -Quanten durch Konversion in der Blende, Frontfolie oder dem ersten Detektor.

	Proton	Deuteron	Triton	^3He	^4He
$f(\kappa z^2 m)$	[-0.690, -0.520]	[-0.508, -0.428]	[-0.425, -0.375]	[-0.080, -0.030]	[-0.025, +0.045]

Tabelle 3.4: Lage der Masken zur Selektion der Teilchenpopulationen der Energieeichung am HMI/Berlin (vgl. Abbildung 3.7). Die Maske erlaubt eine effiziente Selektion einer Teilchenart über den gesamten Energiebereich.

Aus der Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ in Abbildung 3.7 lassen sich die Masken zur Selektion der unterschiedlichen Teilchenspezies über den gesamten Energiebereich abtragen. In der Tabelle 3.4 sind die gültigen Masken für die Energieeichung am HMI/Berlin zusammengestellt. Winkelmessungen oder der isotrope Teilcheneinfall in den Flugdaten sowie veränderte Intensitätsverhältnisse erfordern eine neue Anpassung der Lage der Masken.

Energieauflösung für Protonen

Unregistrierte Energieverluste in den beiden Frontfolien des Instruments und in den Totschichten der Detektoren reduzieren die gemessene Gesamtenergie steckenbleibender Teilchen. Aufgrund der BETHE-BLOCH-Beziehung sinkt der Energieverlust in den durchlaufenen Schichten mit steigender Teilchenenergie, jedoch addieren sich die Anteile der Energieverluste der verschiedenen Totschichten mit der Eindringtiefe auf.

Die Abbildung 3.8 zeigt im oberen Bild den relativen Anteil des Energieverlustes von Protonen in den Folien und Totschichten über der Teilchenenergie E_{Beam} aufgetragen. Die Protonen werden mit steigender Energie entsprechend der Eindringtiefe den Kanälen P4, P8, P25 und P41 zugeordnet. Innerhalb des Meßbereichs des Instruments kann der unregistrierte Anteil bis zu 10 % der Teilchenenergie betragen. Die mittleren Energieverluste wurden mit dem Programm ENVE4 [KINSEY, GSFC, 1967] bestimmt.

Mit dem Erreichen des nächsten Detektors steigt durch die Addition der rückwärtigen Totschicht des Detektors, der gerade verlassen wurde, und der Totschicht auf der Vorderseite des erreichten Detektors der unregistrierte Energieverlust auf einen Maximalwert an, um dann mit steigender Eindringtiefe in den Detektor wieder abzufallen. Neben den Frontfolien bei geringen Teilchenenergien wirken sich die großen Totschichten auf der Rückseite der Lithium-gedrifteten Detektoren auf den Energienachweis deutlich aus.

Da am Beschleuniger die Energie der Nukleonen aus dem Ablenkradius und der Einstellung des Magnetfeldes bekannt ist, kann die vom Instrument gemessene Teilchenenergie nach einer Korrektur um die ermittelten Totschichtverluste mit der eingestellten Strahlenergie verglichen werden.

Das untere Bild der Abbildung 3.8 zeigt das Energieauflösungsvermögen des Instruments für steckenbleibende Protonen im Energiebereich von 5–52 MeV. Die Abweichung von der Strahlenergie, also die Linearität der Messungen, liegt im Bereich von $\pm 1\%$. Die eingetragenen Fehlerbalken beruhen auf der Halbwertsbreite (FWHM) einer Gauß-Anpassung der ermittelten Werte. Aufgrund der Reaktionskinematik im Target sind die niedrigen Teilchenenergien nur selten vorhanden und daher bei vertretbarer Meßzeit mit größeren statistischen Fehlern versehen.

Die Linearität der Energiemessung von ^3He - und ^4He -Kernen wurde mit der gleichen Methode untersucht. Nach Korrektur um die Totschichtverluste im Instrument liegen die Abweichungen der nachgewiesenen Teilchenenergien von der eingestellten Strahlenergie wie bei den Protonen im Bereich von $\pm 1\%$.

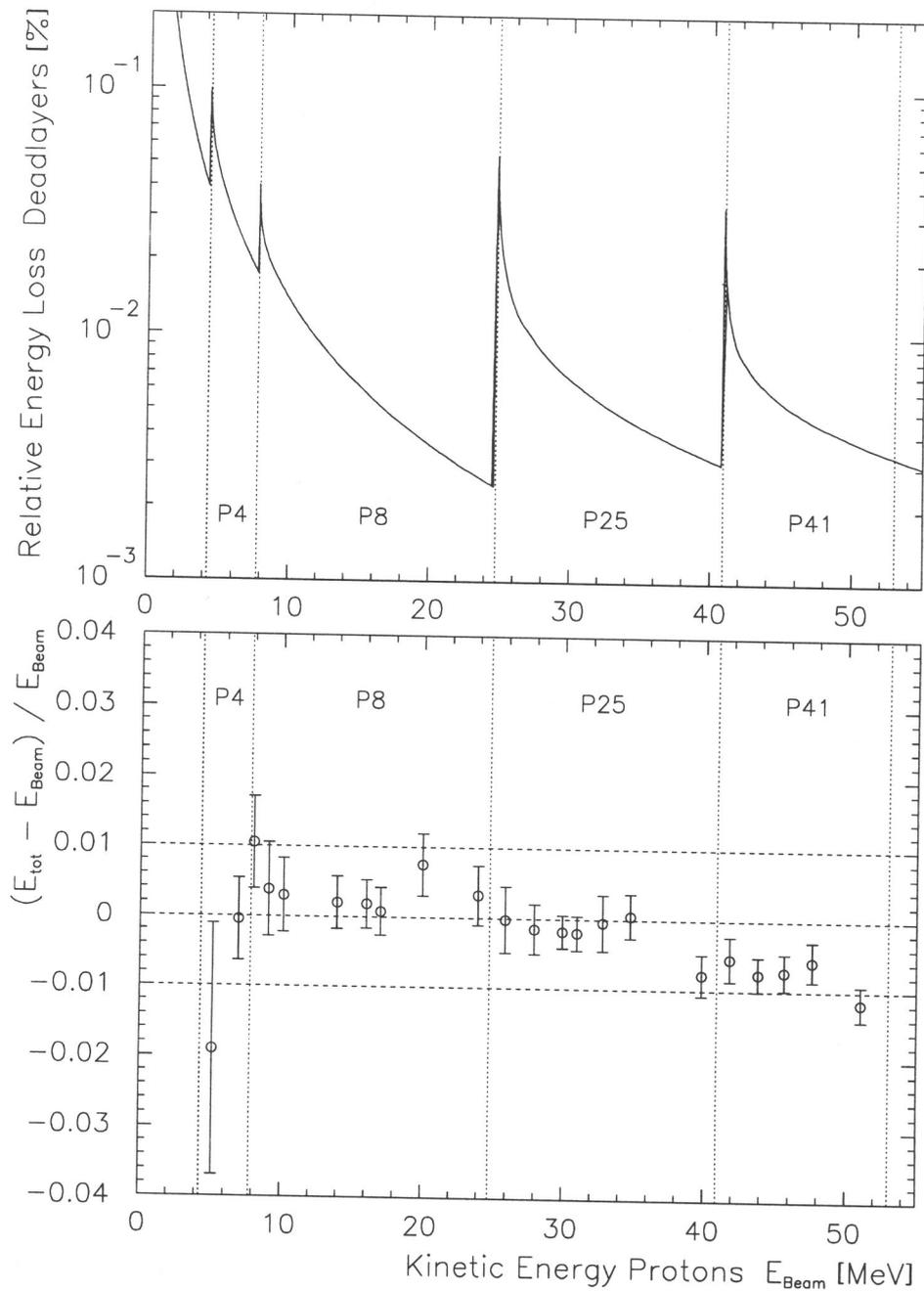


Abbildung 3.8: *oben* : Die unregistrierten Energieverluste in den Frontfolien und in den Totschichten der Detektoren reduzieren die gemessene Gesamtenergie der steckenbleibenden Protonen um bis zu 10%. *unten* : Nach Korrektur der gemessenen Gesamtenergie E_{tot} um die Totschichtverluste liegt die relative Abweichung von der Strahlenergie und damit das Energieauflösungsvermögen für Protonen im Bereich von $\pm 1\%$.

3.3.2 Elektroneneichung am INW/Gent

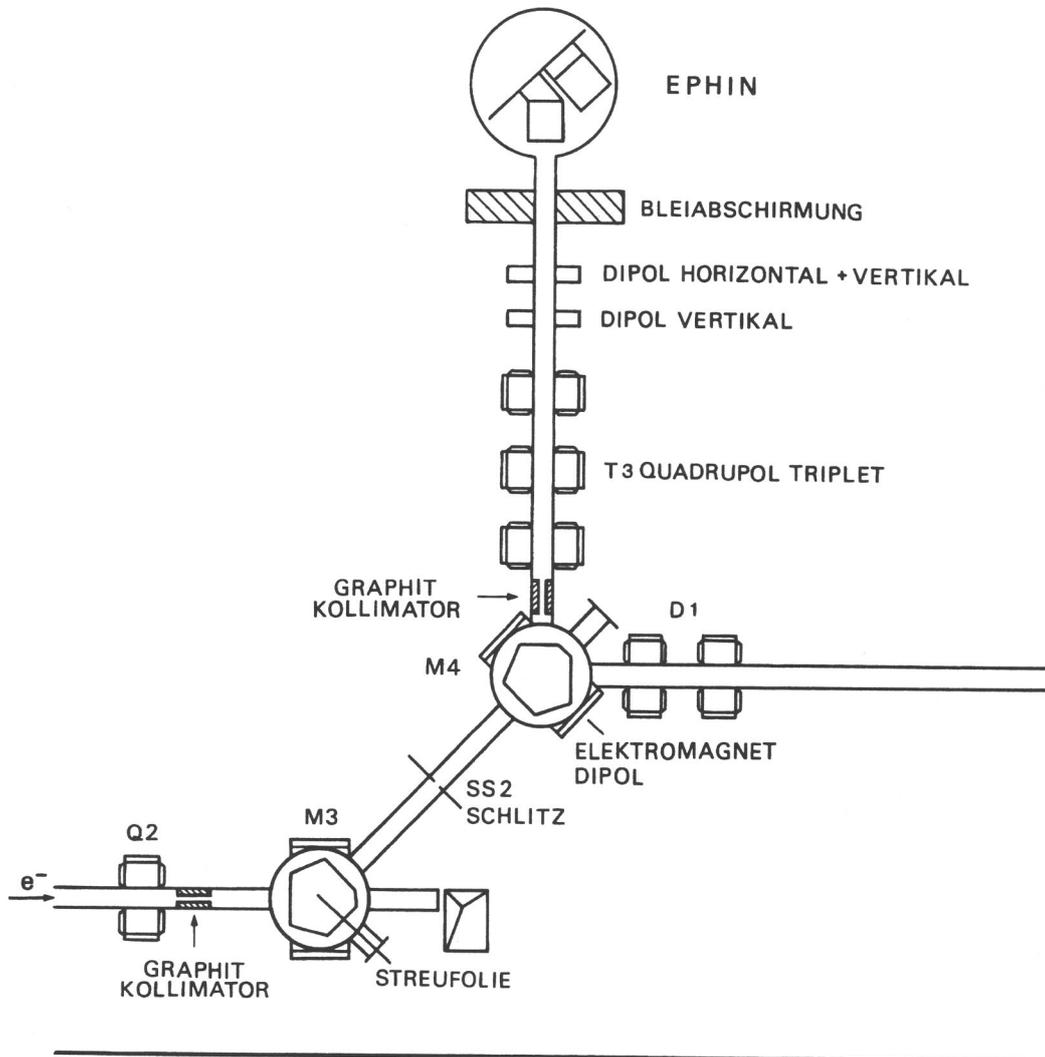


Abbildung 3.9: Der Meßaufbau zur Elektroneneichung am Linearbeschleuniger des INW der Universität Gent. Der Primärstrahl aus dem Dunkelstrombetrieb des Beschleunigers trifft auf eine Streufolie (in M3) aus Aluminium und erzeugt eine breite Verteilung sekundärer Elektronen. Die Energieselektion für die Messungen erfolgt im Ablenkmagnet M4. Der nachfolgende Kollimator und das Quadrupol-Triplet definieren die Strahlgeometrie. Horizontal und vertikal kann über Dipole die Strahlage beeinflusst werden.

Die Eichmessungen mit Elektronen wurden am Linearbeschleuniger des INW der Universität Gent in Belgien durchgeführt. Es wurde der Energiebereich von 200 keV bis 14 MeV abgedeckt. Die Abbildung 3.9 zeigt den Meßaufbau am Beschleuniger. Die Messungen wurden im Vakuum durchgeführt.

Die Elektronen im Dunkelstrombetrieb des Beschleunigers erzeugen mit einer Primärenergie zwischen 4–14 MeV in einer Streufolie aus Aluminium eine breite Energie- und Winkelverteilung

sekundärer Elektronen. Mit einem Ablenkmagneten (M4) wird die Energie der Elektronen für die Messung selektiert. Ein nachfolgender Graphit-Kollimator bestimmt mit dem Verhältnis aus Durchmesser zur Länge die Energieauflösung der Messungen zu etwa 1 %. Die Strahlgeometrie wird im weiteren Strahlverlauf durch ein Quadrupol-Triplet definiert. Die Strahlage und die Fokussierung kann am EPHIN-Instrument mit verschiedenen horizontalen und vertikalen Dipolen eingestellt werden.

Der Beschleuniger wird mit einer Modulatorfrequenz von 500 Hz betrieben. Bei einem Strahlstrom von etwa $1 \mu\text{A}$ transportiert der Strahl die Primärelektronen in einer Pulsbreite von $2 - 10 \mu\text{s}$ mit einer Periodizität von 2 ms. Die sich aus dem Streuspektrum und dem durch den Kollimator aufgespannten Raumwinkel ergebende Teilchenintensität am EPHIN-Instrument beträgt einige 100 Elektronen pro Sekunde in der erlaubten Geometrie. Die Intensität der Sekundärelektronen wird mit dem Primärstrom derart eingestellt, daß Doppeleinfälle innerhalb des Koinzidenzfensters des Instruments vermieden werden.

Zusätzlich zur Energieeichung werden bei ausgewählten Energien mit Dipolen horizontale und vertikale Strahlverschiebungen durchgeführt, um den Teilcheneinfall und die Streuvorgänge über die volle Detektorfläche und im Randbereich der Apertur zu untersuchen. Winkelmessungen sind aufgrund der Dimensionen der Vakuumkammer, in der sich das Instrument befindet, nicht möglich. Der Teilcheneinfall ist bis auf geringe Abweichungen aus der Strahlgeometrie stets senkrecht zur Detektorfläche.

Unterschiedliche Instrument-Konfigurationen bei verschiedenen Energien durch gezieltes Abschalten von Detektoren und der Rekonfiguration der Koinzidenzlogik per Kommando erlauben die Untersuchung der Streuvorgänge und der Absorption in den passiven Detektorhalterungen sowie die Analyse des Ansprechverhaltens des Antikoinzidenzdetektors G.

Neben den Elektronen des Sekundärstrahls registriert das Instrument einen Untergrund an Elektronen, die durch Bremsstrahlungsquanten aus dem Energieverlust der Primärelektronen in der Streufolie und dem nachfolgenden 'Beam-Stop' zur Absorption des Primärstrahls erzeugt werden. Durch COMPTON-Effekt und Paarbildung im Bereich der Aperturöffnung des Instruments entstehen durch diese Quanten freie Elektronen, die sich jedoch von den Strahlelektronen durch ein breites Energiespektrum unterscheiden.

Ansprechen der Koinzidenzkanäle

Das absolute Ansprechvermögen für den Elektronennachweis kann nur schwer ermittelt werden, da die Messung der eintreffenden Strahlintensität durch die zum Nachweis erforderlichen Energieverluste in einem externen Referenzdetektor und die mit der Messung einhergehenden Streuvorgänge die Strahlcharakteristik unmittelbar verändern.

Auch durch die Festlegung eines instrumentinternen Detektors als Strahlreferenz, z.B. des Frontdetektors A oder, aufgrund der geschützteren Lage, des zweiten Detektors B, kann die wahre Intensität der eintreffenden Teilchen nicht bestimmt werden, da sich die Streuung in den Frontfolien des Instruments bei niedrigen Energien stark auswirkt und der durch Änderungen der Primärenergie und der Strahlfokussierung variable Untergrund durch die γ -Quanten aus der Streufolie des Primärstrahls und der Meßumgebung in den Einzeldetektorzählern überwiegt.

Daher wird die relative Effizienz des Elektronennachweises ermittelt. Normiert auf die Gesamtzahl der detektierten Koinzidenzen wird das Ansprechen der einzelnen Koinzidenzkanäle über der Energie untersucht.

Die Abbildung 3.10 zeigt die Elektronenmessungen über den Energiebereich von 200 keV bis 14 MeV am Beschleuniger (*links*) im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation (*rechts*) für den senkrechten Teilcheneinfall.

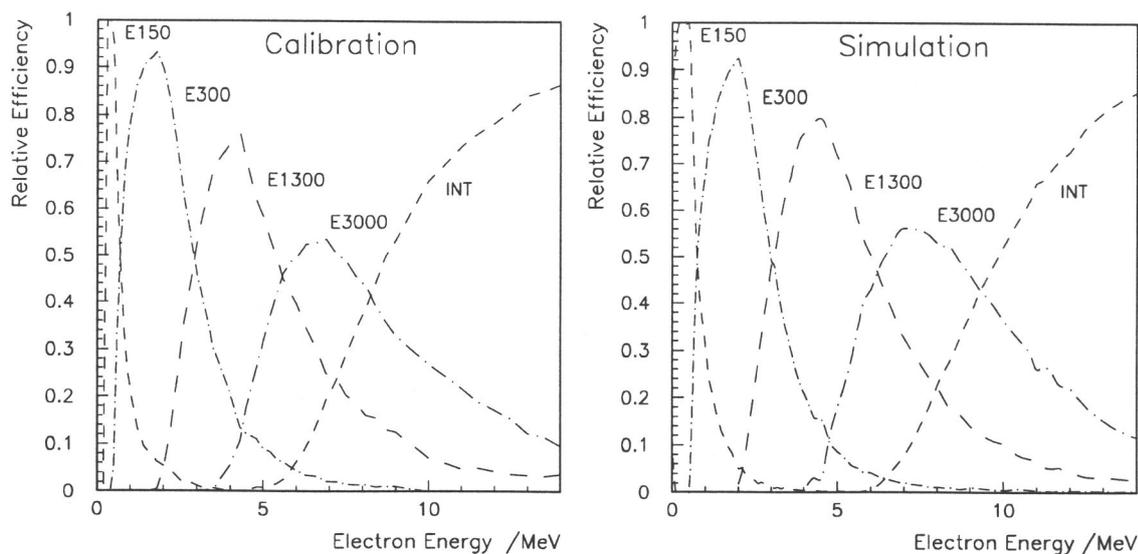


Abbildung 3.10: Die relative Effizienz des Elektronennachweises als Ansprechen der Koinzidenzkanäle über der Energie dargestellt. Die Zählungen in den Koinzidenzkanälen werden auf die Gesamtzahl detektierter Koinzidenzen normiert. Die Messungen am INW/Gent (*links*) sind in guter Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation (*rechts*) für den senkrechten Teilcheneinfall.

Die Messungen und die Simulationen befinden sich in guter Übereinstimmung. Die geringen Unterschiede sind auf noch zu untersuchende Differenzen der wahren Dicken der Lithiumgedrifteten Detektoren im Vergleich mit den in der Simulation verwandten nominellen Werten und auf einen Anteil unkorrigierter Untergrund-Elektronen zurückzuführen.

Die Übereinstimmung der Monte-Carlo-Simulation monoenergetischer Elektronen mit der Elektronen-Eichung erlaubt die Anwendung der durch die Simulation ermittelten Responsefunktionen der Koinzidenzkanäle für den isotropen Teilcheneinfall in der Flugdatenauswertung.

Energieauflösung für Elektronen

Da die Energie der eintreffenden Elektronen durch die Einstellung des Ablenkmagneten bekannt ist, kann die vom Instrument gemessene Teilchenenergie mit der eingestellten Strahlenergie verglichen werden.

Wegen der Vielfachstreuung der Elektronen in den aktiven und passiven Volumina des Instruments sind die Ansprechkurven breit und überlappend (vgl. Abbildung 2.17). Da die Elektronen im Meßbereich des EPHIN-Instruments bereits relativistische Energien haben, liegen die Energieverluste in den Totschichten im minimal-ionisierenden Bereich. Da zudem die Eindringtiefe und damit der Anteil der durchlaufenen Totschichten aus den Ansprechkurven ungenau bestimmt ist, bleiben die Totschichtverluste bei der Untersuchung der Elektronen unberücksichtigt.

Die Abbildung 3.11 zeigt das Energieauflösungsvermögen des Instruments für Elektronen als relative Abweichung der gemessenen Energie von der Strahlenergie für steckenbleibende Teilchen. Die Abweichung von der Strahlenergie liegt im Bereich von $\pm 5\%$. Die einzelnen Messungen der Energieeichung sind in Form sog. Höhenlinien eingetragen und geben in 10 äquidistanten Schritten die Verteilungsbreite der Energiesumme der beteiligten Detektoren wieder.

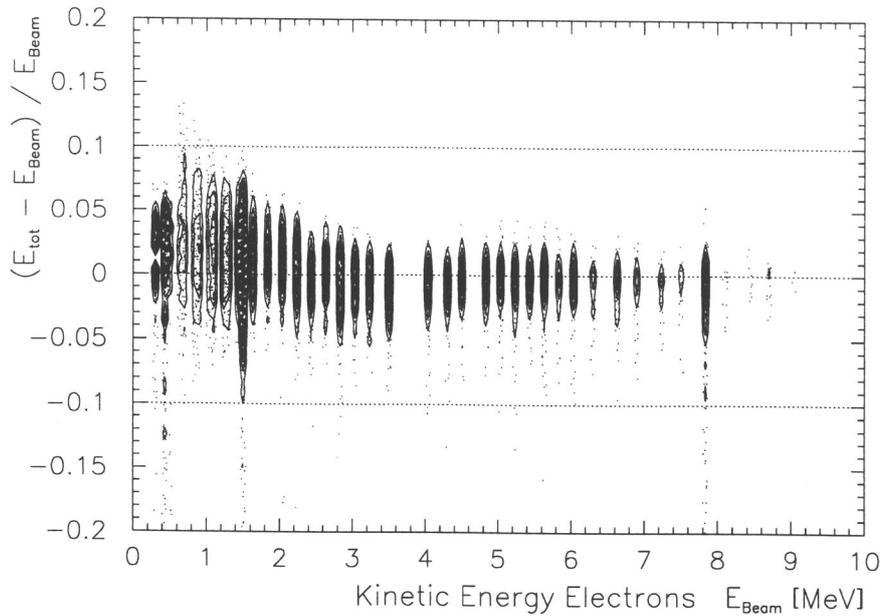


Abbildung 3.11: Die relative Abweichung der gemessenen Energie E_{tot} von der Strahlenergie E_{Beam} definiert das Energieauflösungsvermögen für steckenbleibende Elektronen. Die Messungen wurden in Form sog. Höhenlinien eingetragen und geben in 10 äquidistanten Schritten die Verteilungsbreite der Energiesumme der beteiligten Detektoren wieder. Die Verteilungsbreiten liegen im Bereich von $\pm 5\%$.

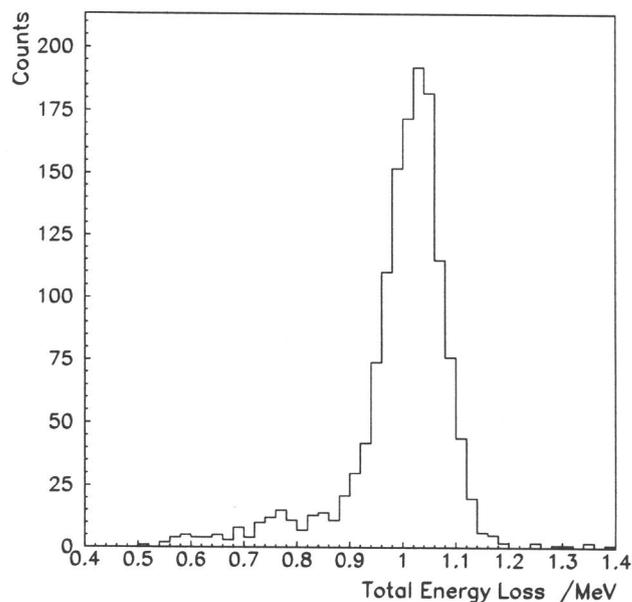


Abbildung 3.12: Energieauflösung am Beispiel von 1 MeV Elektronen am INW/Gent (FWHM: 120 keV). Die Elektronen kommen im Detektor C zur Ruhe, so daß sich die Teilchenenergie aus der Summe der Energieverluste in den Detektoren A, B und C ergibt.

Die Energieauflösung des EPHIN-Instruments zeigt die Abbildung 3.12 am Beispiel der Messung von Elektronen mit einer Strahlenergie von 1 MeV. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Verteilung beträgt 120 keV (entspr. 12%).

Aufgrund der Vielfachstreuung stoppen etwa 20 % der Elektronen mit einer Energie von 1 MeV bereits im Detektor B und werden im Koinzidenzkanal E150 registriert. Etwa 80 % der Elektronen dieser Energie kommen im Detektor C zur Ruhe und werden im Kanal E300 ausgewertet (vgl. Abbildung 3.10), daher wurde in der Abbildung 3.12 die Summe der Energieverluste in den Detektoren A, B und C eingetragen.

3.4 Diskussion

In der Einzeldetektoreichung wurde mit radioaktiven Präparaten die Energieauflösung der einzelnen Detektoren bestimmt und in Übereinstimmung mit der Spezifikation gefunden. Die Messungen der wahren Totschichtdicken der Lithium-gedrifteten Detektoren werden für die Totschichtkorrekturen benötigt. Die Totschichtdicken zeigen sich um nahezu einen Faktor 2 günstiger als spezifiziert. Die Energieeichung der Einzeldetektoren und der zugehörigen Meßkanäle bildet die Grundlage für die Summation der Energieverluste zur Bestimmung der Gesamtenergie der Teilchen in den Eichmessungen und der Flugdatenauswertung.

Der Nachweis relativistischer μ -Mesonen belegt die relative Lage des Signals minimal-ionisierender Teilchen in bezug zur Ansprechschwelle des Meßkanals. Für die Detektoren A, B und F (im Analogeschluß) wurde ein geringer Abstand der Energieverlustverteilungen von der Schwelle gefunden und der Anteil der Teilchenverluste zu etwa 5 % abgeschätzt. Weitere Untersuchungen des konkreten Verlaufs der Ansprechschwellen sind erforderlich, um die wahren Teilchenverluste zu ermitteln.

Die Messungen der Energieeichung der Elektronen und Nukleonen an den Beschleunigern in Gent und Berlin wurden ausgewertet und stehen in guter Übereinstimmung mit der Strahlenergie über den vollen Meßbereich des Instruments. Eine Totschichtkorrektur ist erforderlich, um in den Nukleonenmessungen eine Meßgenauigkeit von ± 1 % zu erreichen. Die Energieauflösung für den Elektronennachweis wurde zu etwa ± 5 % ermittelt.

In den Messungen zur Nukleoneneichung zeigt sich eine gute Trennung der Wasserstoff- und Helium-Isotope für den senkrechten Teilcheneinfall. Die geringen Weglängenvariationen für übereinanderliegende Segmente der Detektoren A und B lassen eine klare Trennung der Isotope bei isotropem Teilcheneinfall erwarten. Das entwickelte Trennverfahren zur Massenseparation ist auf die Flugdaten anwendbar. Die Masken der Teilchenpopulationen müssen auf die vorhandenen Intensitätsverhältnisse abgestimmt werden.

Für das Verständnis des Instruments ist die Auswertung weiterer Eichmessungen erforderlich. Die Messungen unter unterschiedlichen Einfallswinkeln in der Nukleoneneichung sowie die Strahlverschiebungen und die Messungen mit abgeschalteten Detektoren und rekonfigurierter Koinzidenzlogik sowohl der Eichung mit Nukleonen als auch der Elektronenmessungen wurden noch nicht vollständig ausgewertet.

Im Zusammenhang mit der Flugdatenauswertung und den Simulationen mit dem erweiterten Modell des Sensors ergeben sich Fragestellungen und Ansätze, die eine erweiterte Aufarbeitung der Eichmessungen insbesondere in den bislang nur teilweise erfaßten Winkel- und Verschiebungsmessungen hinsichtlich der einfallenden isotropen Teilchenpopulationen notwendig machen.

In den ruhigen Zeiten des solaren Minimums herrschen klare Verhältnisse und damit gute Voraussetzungen, um das Verhalten des Instruments zu analysieren und im Zusammenhang mit Konzeption, Simulation und der Eichung zu verstehen (siehe Kapitel 4).

Kapitel 4

Analyse der Flugdaten

Die SOHO-Mission wurde am 3. Dezember 1995 mit einer Rakete vom Typ Atlas II-AS erfolgreich gestartet. Am Missionstag #5, dem 7. Dezember 1995, wurde das EPHIN-Instrument eingeschaltet und nach einer kurzen Überprüfung aller Funktionsgruppen in den nominellen Betriebszustand versetzt. Seit diesem Tag, noch am Beginn der Transfer-Phase zum Lagrange-Punkt, mißt das Instrument kontinuierlich die energiereichen geladenen Teilchen im inneren Sonnensystem. Im Mai 1996 hat die Raumsonde den Halo-Orbit um den Lagrange-Punkt erreicht und den offiziellen Meßbetrieb aufgenommen.

Die solaren und galaktischen kosmischen Teilchen im Energiebereich des Instruments fallen weitgehend isotrop (Ausnahme: im Anstieg und frühen Verlauf solarer Ereignisse) und mit einer weiten Energieverteilung in das Teleskop ein. Die Teilchen werden in Zählkanälen registriert; in einem statistischen Anteil der einfallenden Population werden Energie, Ladung und Masse der Teilchen aus der Pulshöhenanalyse in den einzelnen Detektoren bestimmt.

In diesem Kapitel wird der Datensatz aus 218 Tagen nomineller Mission vorgestellt. Das Instrumentverhalten bei gleichzeitiger Präsenz aller Teilchenspezies, Einfallswinkel und -energien wird untersucht und in bezug zur Konzeption, Simulation und Eichung eingeordnet und bearbeitet. Die realen Beobachtungsbedingungen können vor dem Start nur in Teilbereichen, wie etwa bei diskreten Energien und Einfallswinkeln am Teilchenbeschleuniger, und nicht in ihrer Gesamtheit abgedeckt werden.

Für die physikalische Interpretation der Meßdaten in Kapitel 5 wird die Zuverlässigkeit der Ergebnisse durch das angewandte Meßverfahren und den Einsatz notwendiger Korrekturen bestimmt. Sowohl durch den mechanischen Aufbau des Instruments als auch durch die Streuung der Teilchen muß das Ansprechen der einzelnen Meßkanäle in den Pulshöhenmatrizen untersucht und zuverlässig zugeordnet werden.

Zunächst wird der Missionsverlauf vom 7. Dezember 1995 bis zum 12. Juli 1996 in einer Übersicht dargestellt. In Zeiten des solaren Minimums sind die Zeitstrukturen nicht durch eine enge Folge von Ereignissen gestört und daher gut geeignet, um den Einfall verschiedener Populationen geladener Teilchen im Instrument weitgehend getrennt voneinander zu untersuchen.

Im weiteren werden die Energieverluste in den Detektoren gegeneinander aufgetragen und in den sog. Ortskurven die Teilchenarten identifiziert. Mit einem aus der Eichung entwickelten Verfahren wird eine Massentrennung für Nukleonen durchgeführt, und es werden Masken zur Selektion der Teilchenspezies in den Pulshöhenmatrizen definiert. Im Unterschied zum Teilcheneinfall in übereinanderliegenden Segmenten kommen bei der vollen Aperturöffnung die Randeffekte durch die Absorption von Teilchen in den tieferliegenden Detektorhalterungen zum Tragen. Die Anwendung der Masken erlaubt neben der Selektion 'guter' Teilcheneinfälle (in der definierten Teleskopgeometrie) auch die Korrektur der Zählkanäle mit Hilfe der Pulshöhenmatrizen.

Dabei treten unterschiedliche Aspekte bei Nukleonen und Elektronen auf. Zunächst werden die Nukleonen untersucht, dann wird in den Elektronenmessungen des EPHIN-Instruments die Kontamination durch relativistische 2-Teilchen- und 1-Teilchensignaturen in den Pulshöhendaten durch ein Korrekturverfahren entfernt. Die Verunreinigung wird durch die Paarbildung hochenergetischer γ -Quanten innerhalb des Teleskopes hervorgerufen.

Über den Meßbereich absorbierter Nukleonen hinaus kann die Intensität durchgehender Protonen und Helium-Kerne im Integralkanal des Instruments durch Masken im Detektor E bis zu Teilchenenergien oberhalb von 100 MeV/n bestimmt werden. Dieses Verfahren und die Identifizierung der Teilchenart und Einfallrichtung im Integralkanal wird in einem weiteren Abschnitt aufgezeigt.

Im Abschnitt 4.5 werden die Ergebnisse des Teilchenverhaltens im EPHIN-Instrument zusammengefaßt und kritisch bewertet. In Anhang D finden sich unter Abbildung D.1 und D.2 die Untersuchungen zum Verlauf der Ansprechschwellen des Instruments.

4.1 Missionsüberblick

Das EPHIN-Instrument liefert zwei verschiedene Arten von Informationen aus der Messung solarer und galaktischer Teilchen:

- 1 Die in Abständen von 1 Minute ermittelten Zählraten in den Koinzidenzkanälen (geordnet nach Teilchenart und -energie) zeigen den Zeitverlauf über einen vorgegebenen Zeitraum, z.B. für ein solares Ereignis oder eine Sonnenrotation.
- 2 Die Pulshöhendaten einer statistischen Untergruppe der Teilchen, die in den Koinzidenzkanälen gezählt werden, erlauben eine Bereinigung der Zählkanäle aufgrund von Korrekturmaßnahmen und ermöglichen die Ermittlung von detaillierten Energiespektren, d.h. die Bestimmung der differentiellen Intensität der unterschiedlichen Teilchenarten in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen.

Die Abbildung 4.1 gibt einen Überblick über den Missionszeitraum vom Einschalten des Instruments am 7. Dezember 1995 bis zum großen solaren Ereignis am 9. Juli 1996. Im Missionsverlauf zeigt sich eine Anzahl solarer Ereignisse im Anstieg der Zählraten in den Elektronen- und Protonen-Kanälen mit der niedrigsten Energie (E150, P4). In den Helium-Kanälen ist nur im Ereignis vom 9. Juli 1996 ein deutlicher Anstieg der Zählrate (Kanal H4) zu finden.

In der Zählrate im Integralkanal (Abb. 4.1 *unten*, vgl. Tabelle 2.7) ist die synodische 27-Tage-Rotation der Sonne zu erkennen. Ebenso wird deutlich, daß die Rate im Integralkanal INT im Mittel ansteigt, d.h. der Fluß der galaktischen kosmischen Teilchen nimmt zum solaren Minimum weiterhin zu; das Minimum ist noch nicht erreicht.

Ein Vergleich der Grundlinien der Zählkanäle E150, P4 und H4 zeigt den galaktischen Fluß von Teilchen niedriger Energie bei gleicher Eindringtiefe in das Teleskop (Koinzidenz der Detektoren A und B). Das Verhältnis der Protonen im Kanal P4 zu Helium im Kanal H4 ist etwa 1:3 (das Helium überwiegt), die Rate der Elektronen im Kanal E150 liegt um etwa 2(!) Größenordnungen *über* der der Protonen im Kanal P4 ($\approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ sec}^{-1} : 3 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$).

Durch die niedrigen Energien der Elektronen im Vergleich mit den Nukleonen bei gleicher Eindringtiefe (z.B. 0.25–0.70 MeV im Kanal E150 zu 4.3–7.8 MeV im P4) entstehen große Unterschiede in den Zählraten der Koinzidenzkanäle, und es besteht die Gefahr, daß ein geringes Übersprechen von Elektronen im Bereich von wenigen Prozent durch eine fehlerhafte Klassifizierung die Nukleonenmessung um Faktoren verfälscht.

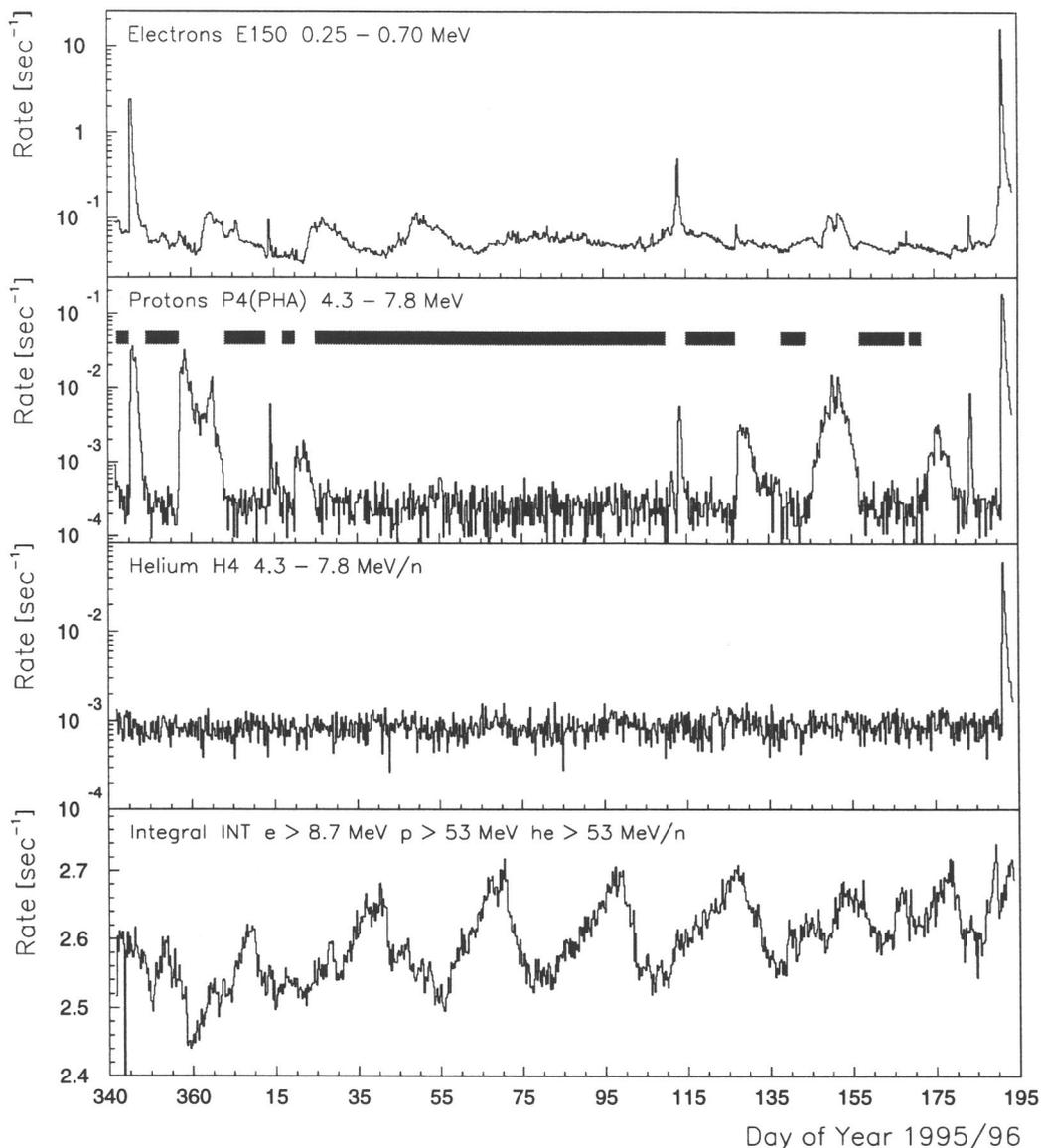


Abbildung 4.1: Überblick über den Missionszeitraum vom Einschalten des EPHIN-Instruments am 7. Dezember 1995 bis zum 12. Juli 1996 (DoY95341 bis 96194, 6 Std. Mittelwerte). In den Elektronen-, Protonen- und Helium-Kanälen mit der niedrigsten Energieschwelle (E150, P4 und H4) zeigen sich Ereignisse und zeitlich wiederkehrende Strukturen; die ruhigen Zeiten wurden im Kanal P4 durch einen Balken markiert (vgl. Abb. 5.5). In der Zählrate im Integralkanal (Anm.: Struktur vergrößert dargestellt) ist die synodische 27-Tage-Rotation der Sonne zu erkennen, die sog. Kurzzeitmodulation. Der mittlere Anstieg der Rate im Integralkanal zeigt den noch zunehmenden Fluß der galaktischen kosmischen Teilchen zum solaren Minimum.

Daher ist die Untersuchung der Pulshöhendaten der einfallenden Teilchen nicht nur für die Erstellung von Energiespektren, sondern auch beim Aufbau von Zeitverläufen von großer Bedeutung, um die Zuverlässigkeit der Zeitprofile und der aus den Raten abgeleiteten Intensitäten zu belegen.

Die Auswirkung der Verfahren zur Übersprechkorrektur ist abhängig von den tatsächlichen Intensitätsverhältnissen der einfallenden Teilchenpopulationen und damit unterschiedlich z.B. in solaren Ereignissen und der galaktischen Komponente.

Der Aufbau der Pulshöhenmatrizen aus den Energieverlusten in den angesprochenen Detektoren wird im nächsten Abschnitt vorgestellt. In den Matrizen können die Teilchensorten zugeordnet werden und durch die Koinzidenzzugehörigkeit der Einträge mit den Zählraten der Koinzidenzkanäle verglichen werden. Dabei zeigt sich, daß Anteile der Teilchenpopulationen falsch eingeordnet werden.

4.2 Teilchenpopulationen im Detektor-Response

Im Missionsverlauf in der Abbildung 4.1 läßt sich der Teilchenfluß im interplanetaren Raum unterscheiden in

- (A) Ereignisse mit einem Anstieg der Flüsse um bis zu mehrere Größenordnungen und
- (B) galaktische Teilchen in der Grundlinie außerhalb der Ereignisse (ruhige Zeiten).

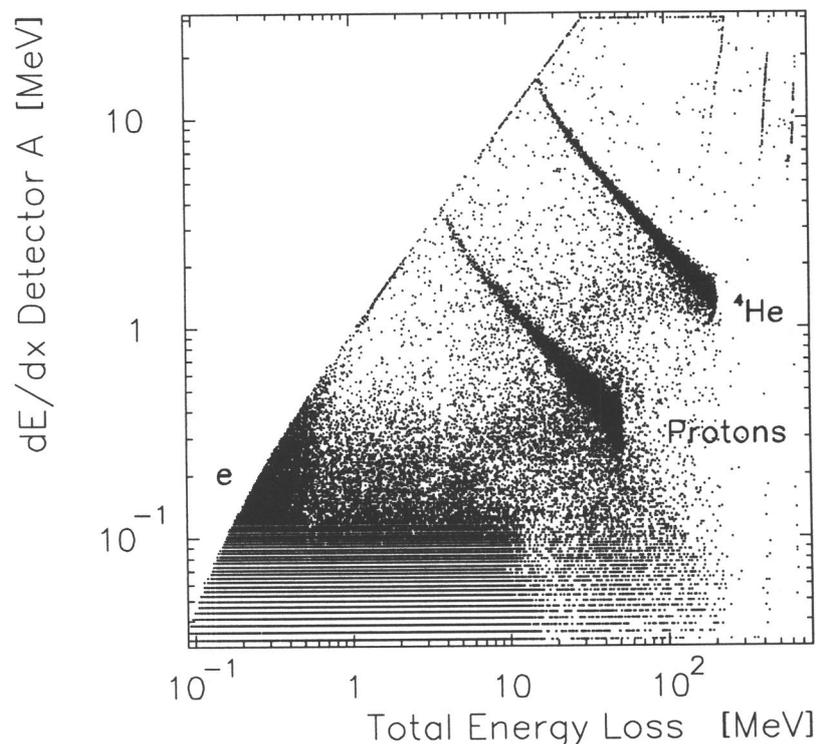


Abbildung 4.2: Pulshöhenmatrix für steckenbleibende Teilchen zu ruhigen Zeiten (aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96171). Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor A über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen für Teilcheneinfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente in A und B). Deutlich sind die drei Teilchenpopulationen voneinander zu unterscheiden: Elektronen im unteren Bereich ('e'), Protonen in der Mitte und ^4He mit großen Energieverlusten im oberen Bereich. Die durchgehenden Teilchen, die den Detektor F erreichen, sind in dieser Darstellung nicht enthalten.

Bei der Untersuchung der ruhigen Zeiten ergibt sich in der Darstellung des Energieverlustes im Detektor A über der Gesamtenergie der Teilchen die Pulshöhenmatrix für steckenbleibende galaktische Teilchen in Abbildung 4.2. Die Gesamtenergie der Teilchen wird aus der Summe der Energieverluste in allen angesprochenen Detektoren bestimmt.

In der Abbildung 4.2 ist der Einfallswinkelbereich und damit die Wegverlängerung der Teilchen im Detektor durch die Einschränkung auf Einfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente in

den Detektoren A und B) begrenzt. Die Anordnung der Pulshöhendaten läßt drei Teilchenarten unterscheiden: Protonen in der Mitte, ^4He mit großen Energieverlusten im oberen Bereich und Elektronen mit kleinen Signalen im unteren Bereich. Die Pulshöhenmatrix ist vergleichbar mit dem Ergebnis der Nukleonen-Eichung in Abbildung 3.6.

Mit steigender Energie erreichen die einfallenden Teilchen tieferliegende Detektoren und werden den entsprechenden Koinzidenzkanälen zugeordnet (vgl. mit der Konzeption des Instruments in Abbildung 2.6 und Tabelle 2.7 in Kapitel 2). Am Ende des Energiebereichs des EPHIN-Instruments erreichen die Teilchen den Detektor F und werden damit dem Integralkanal zugeordnet. Die Teilchen verlassen das Teleskop mit der verbleibenden kinetischen Energie.

Die Darstellung der Pulshöhenmatrizen der Detektoren B, C, D und E über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen für ruhige Zeiten und Teilcheneinfälle 0. Ordnung befindet sich im Anhang B unter Abbildung B.1. In den Matrizen der tieferliegenden Detektoren ergibt sich für jede Teilchensorte ein ansteigender Ast für steckenbleibende Teilchen und ein abfallender Ast für Teilchen, die den jeweiligen Detektor durchdringen und nur einen Teil ihrer Energie verlieren (vgl. Abbildung 2.6). Der Anteil der im Detektor A steckenbleibenden Teilchen ist in der Matrix von Detektor A nicht vorhanden, da zur Reduktion des Untergrunds für eine Teilchenklassifizierung und eine Pulshöhenanalyse im Instrument zumindest die Koinzidenz mit dem Ansprechen des Detektors B gefordert wird.

Werden die Energieverluste in den Detektoren gegeneinander aufgetragen (dE/dx - dE/dx -Darstellung), so ordnen sich die Teilchenspezies entlang den sog. Ortskurven an. Die Abbildung 4.3 zeigt die Pulshöhenmatrizen steckenbleibender Teilchen in entsprechender Darstellung für ruhige Zeiten aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96171 bei Teilcheneinfall 0. Ordnung (über-einanderliegende Segmente).

Die Ortskurven zeigen den Energieverlust im vorletzten erreichten Detektor über dem Energieverlust in dem Detektor, in dem die Teilchen zur Ruhe kommen, also z.B. den Energieverlust im Detektor A über dem Energieverlust im Detektor B für Teilchen, die im Detektor B steckenbleiben, oder den Energieverlust $dE/dx(B)$ über $dE/dx(C)$ für steckenbleibende Teilchen im Detektor C. Mit steigender Energie dringen die Teilchen tiefer in den letzten Detektor ein, der Energieverlust steigt an und erreicht den Durchstoßpunkt zum folgenden Detektor. Mit der steigenden Energie der Teilchen sinkt der Energieverlust im vorletzten Detektor gemäß der BETHE-BLOCH-Beziehung in Abbildung 2.1.

Elektronen finden sich in der dE/dx - dE/dx -Darstellung im Bereich unten links und sind von den Protonen in der Mitte der Matrix und den ^4He -Kernen mit den großen Energieverlusten im oberen Bereich deutlich zu unterscheiden. Mit steigender Eindringtiefe ist in den unteren Matrizen der Abbildung 4.3 über der Protonenverteilung die Ortskurve von Deuterium zu erkennen und unter der ^4He -Ortskurve wird ^3He sichtbar. Für die Isotope Deuterium und ^3He treten die Verteilungen mit steigender Eindringtiefe deutlicher hervor.

Die Breite der Ortskurven ist durch die Energieverluststatistik in den Detektoren und durch die Weglängenvariationen innerhalb der erlaubten Winkelbereiche gegeben. Bei den Elektronen zeigen sich breite Verteilungen durch den Einfluß der Vielfachstreuung im Detektormaterial. In den Pulshöhenmatrizen ist die wahre Breite der Ortskurven nicht erkennbar, da durch die homogene Schwärzung der Verteilung die absolute Höhe und die Halbwertsbreite nicht bestimmbar sind. Daher sind die relativen Häufigkeitsverhältnisse in den untersuchten Bereichen, z.B. einzelne Einträge gegenüber den Ortskurven, in dieser Art der Darstellung nicht erkennbar.

In solaren Ereignissen verändern sich die Intensitätsverhältnisse in den Pulshöhenmatrizen entsprechend der Energiespektren der einfallenden Teilchen und dem Zeitpunkt der Untersuchung; Elektronen im Energiebereich des EPHIN-Instruments erreichen den Meßort vor den langsamen Protonen, und energiereiche Nukleonen treffen vor den energiearmen ein. In ruhigen Zeiten

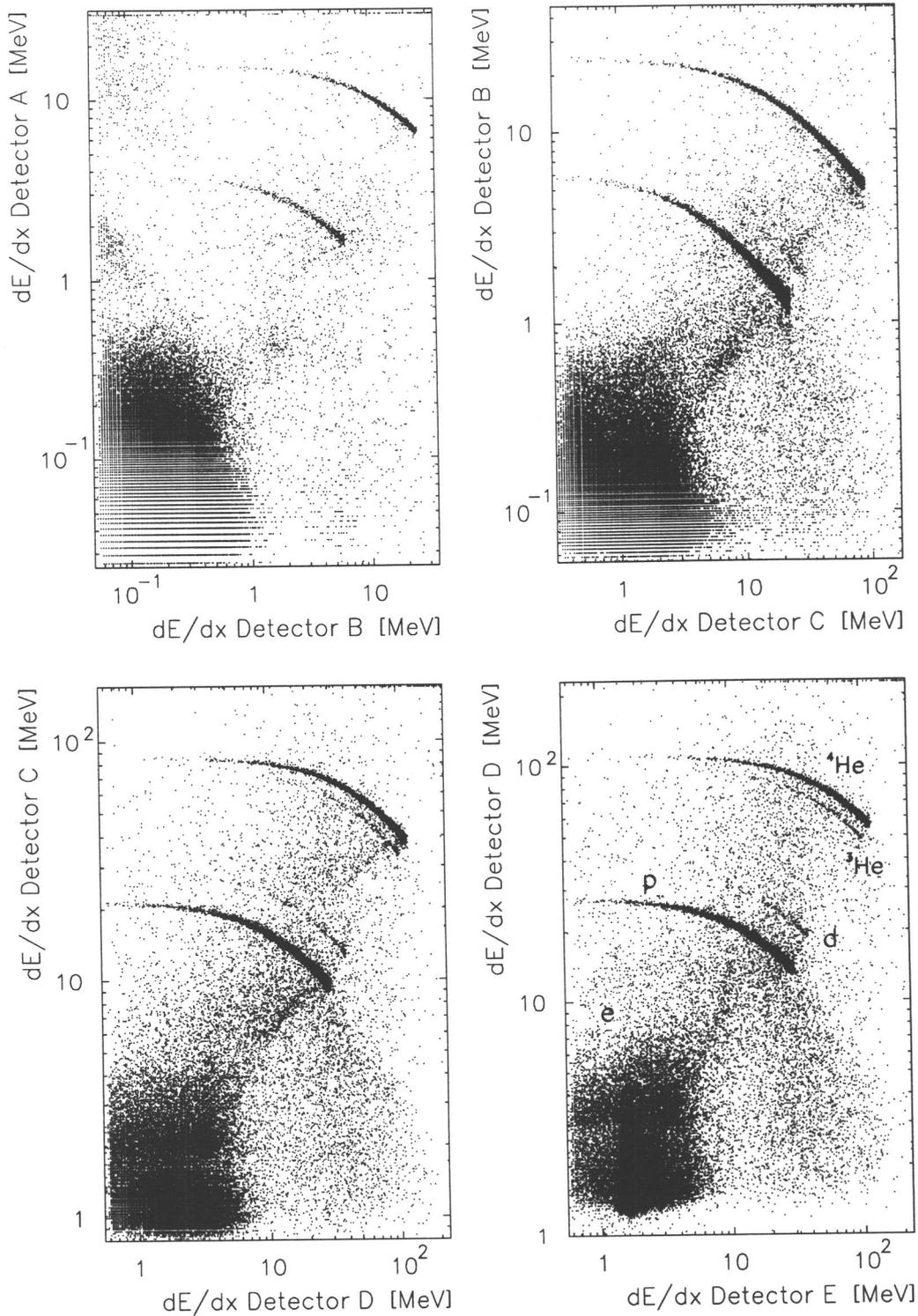


Abbildung 4.3: Pulshöhenmatrix und Ortskurven steckenbleibender Teilchen für ruhige Zeiten aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96171. Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor A über dem Energieverlust im Detektor B für steckenbleibende Teilchen im Detektor B (*oben links*), entsprechend $dE/dx(B)$ über $dE/dx(C)$ für steckenbleibende Teilchen im C (*oben rechts*), $dE/dx(C)$ über $dE/dx(D)$ für steckenbleibende Teilchen im D (*unten links*) und $dE/dx(D)$ über $dE/dx(E)$ für steckenbleibende Teilchen im E (*unten rechts*) für Teilcheneinfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente). Elektronen liegen im Bereich unten links und unterscheiden sich deutlich von den Protonen (in der Mitte) und ^4He mit den großen Energieverlusten im oberen Bereich. Als Schatten der Protonenverteilung ist in den unteren Abbildungen Deuterium zu erkennen, unter der ^4He -Verteilung ist ^3He sichtbar.

befinden sich etwa 95 % der steckenbleibenden Teilchen in den Pulshöhenmatrizen; bei solaren Ereignissen ist der Pulshöhenspeicher des Instruments in kurzer Zeit befüllt und enthält einen mit der einfallenden Teilchenintensität wechselnden statistischen Anteil der wahren Teilchenflüsse, die in den Koinzidenzzählern festgestellt werden.

Teilchentrennung in den Flugdaten

Das aus den Eichmessungen entwickelte Verfahren zur Massentrennung der Nukleonen wird mit der Parametrisierung der Nukleonen-Eichung am HMI/Berlin auf die Flugdaten angewandt (vgl. Gleichung 3.1).

Die Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis der Bestimmung des Abstandes von der Anpassung durch die Schwerpunkte der diskreten ^4He -Verteilungen der Eichmessungen in Einheiten von $z^2 \cdot m$ (siehe Gleichung 3.2) für ruhige Zeiten. Die Darstellung unterscheidet den Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung (obere Kurve) und den Einfall 0. Ordnung (grau unterlegte Bereiche, unterteilt nach Koinzidenzzuordnung E300, P8 und H8) in den Flugdaten.

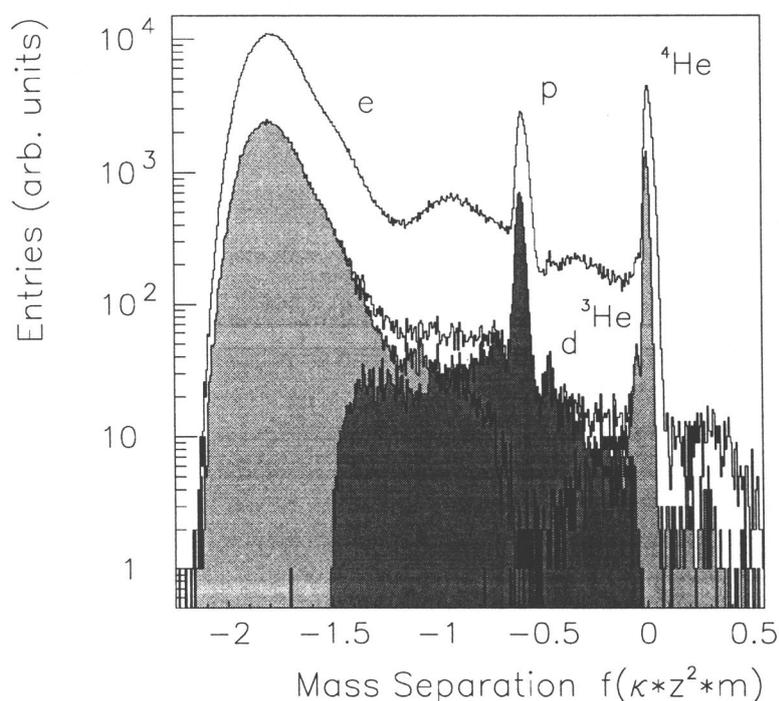


Abbildung 4.4: Vergleich der Massenhäufigkeit $f(\kappa z^2 m)$ bei voller Aperturöffnung (obere Kurve) und Teilcheneinfall 0. Ordnung für die Eindringtiefe 3 (Koinzidenz ABC; Kanäle E300, P8, H8) zu ruhigen Zeiten (DoY95341 bis 96171). Die Verteilungen von Elektronen, Protonen und ^4He -Kernen heben sich deutlich hervor. Die Wegverlängerungen bei voller Aperturöffnung verschieben den Gesamtenergieverlust der Teilchen zu größeren Werten, die obere Kurve zeigt daher in der Protonen- und ^4He -Verteilung eine Verbreiterung nach rechts. Durch die Einschränkung auf übereinanderliegende Segmentkombinationen werden Randeffekte durch die Absorption von Teilchen in der passiven Materie der Detektorhalterungen verhindert (die Erhebungen zwischen Elektronen und Protonen und zwischen Protonen und ^4He); dadurch wird die Auflösung verbessert und es werden die Isotope Deuterium und ^3He erkennbar. Die Zuordnung zu den Koinzidenzkanälen E300, P8 und H8 (mit Graustufen unterlegt) zeigt Bereiche der Überlappung. Die Massentrennung für die Eindringtiefen 2, 3, 4 und 5 befindet sich im Anhang C in Abbildung C.1.

In der Massentrennung bei voller Aperturöffnung und bei Teilcheneinfall 0. Ordnung heben sich die Verteilungen von Elektronen, Protonen und ^4He -Kernen deutlich hervor. In Abbildung C.1 im Anhang C ist das Ergebnis des Trennverfahrens für steckenbleibende Teilchen der Eindringtiefen 2, 3, 4 und 5 dargestellt. Die Wegverlängerungen im Teleskop beim Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung verschieben die Verteilungen zu größeren Werten in der Abstandsdarstellung und damit auch im Gesamtenergieverlust der Teilchen.

Durch die Einschränkung auf übereinanderliegende Segmentkombinationen (Teilcheneinfall 0. Ordnung) im Trennverfahren werden zu ruhigen Zeiten die geringen Anteile der Isotope Deuterium und ^3He in der Darstellung erkennbar.

Aus der Abstandsdarstellung kann die Tabelle 4.1 zur Lage und Breite der Masken der Protonen und ^4He -Kerne sowie der Wasserstoff- und Helium-Isotope Deuterium und ^3He für steckenbleibende Teilchen in Abhängigkeit der Eindringtiefe in ruhigen Zeiten erstellt werden. Die Tabelle unterteilt sich in den Teilcheneinfall 0. Ordnung und bei voller Aperturöffnung. Mit Hilfe der Masken kann eine Teilchenart über den gesamten Energiebereich des Instruments effizient selektiert werden.

	Tiefe	Proton	Deuteron	^3He	^4He
volle Apertur	T2	[-0.636, -0.537]	(*)	(*)	[-0.035, 0.066]
	T3	[-0.643, -0.518]	(*)	(*)	[-0.025, 0.080]
	T4	[-0.658, -0.500]	(*)	(*)	[-0.020, 0.090]
	T5	[-0.672, -0.488]	(*)	(*)	[-0.041, 0.095]
Einfall 0. Ordnung	T2	[-0.636, -0.568]	[-0.558, -0.458]	[-0.094, -0.034]	[-0.034, 0.046]
	T3	[-0.651, -0.544]	[-0.520, -0.420]	[-0.089, -0.029]	[-0.029, 0.046]
	T4	[-0.665, -0.508]	[-0.490, -0.400]	[-0.087, -0.027]	[-0.027, 0.058]
	T5	[-0.673, -0.500]	[-0.495, -0.385]	[-0.092, -0.032]	[-0.032, 0.068]

Tabelle 4.1: Lage der Masken zur Selektion der Teilchenpopulationen in den Flugdaten, getrennt nach Eindringtiefe T (z.B. T2: AB-Koinzidenz) und Teilchenart für die volle Aperturöffnung und den Teilcheneinfall 0. Ordnung zu ruhigen Zeiten (vgl. Abbildung 4.4 und C.1). Bei Veränderung der Intensitätsverhältnisse, wie in solaren Ereignissen, muß die Maskenbreite und die absolute Position der Verteilungen angepaßt werden. Der Anteil (*) wird bei voller Apertur zu ruhigen Zeiten nicht aufgelöst.

Verändern sich die Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Teilchenpopulationen, wie z.B. in solaren Ereignissen, so verschieben sich die Verteilungsbreiten und die Übergänge der Wasserstoff- und Helium-Isotope in der Abstandsdarstellung. Daher muß die Position und die Breite der Masken an die momentan vorhandenen Intensitätsverhältnisse angepaßt werden.

Die Maskierung der Teilchenarten erlaubt eine effiziente Selektion der Teilchen in den Pulshöhenmatrizen zum Aufbau von Energiespektren über den gesamten Meßbereich des Instruments. Durch die Anwendung der Masken kann dann ebenfalls eine Korrektur der Zählkanäle durchgeführt werden.

Einen Vergleich der Flugdaten in ruhigen Zeiten mit den Eichmessungen am HMI/Berlin zeigt die Abbildung 4.5 durch eine vergrößerte Darstellung der Nukleonen aus Abbildung 4.4 für den Teilcheneinfall 0. Ordnung und dem Ergebnis der Eichung aus Abbildung 3.7 in Kapitel 3.

Die Flugdaten liegen in guter Übereinstimmung mit den Eichmessungen bei senkrechtem Teilcheneinfall. Die Zuordnung von Protonen und ^4He ist ebenso eindeutig wie die Identifizierung der Isotope Deuterium und ^3He . Tritium wird aufgrund der zu geringen Häufigkeit nicht gefunden.

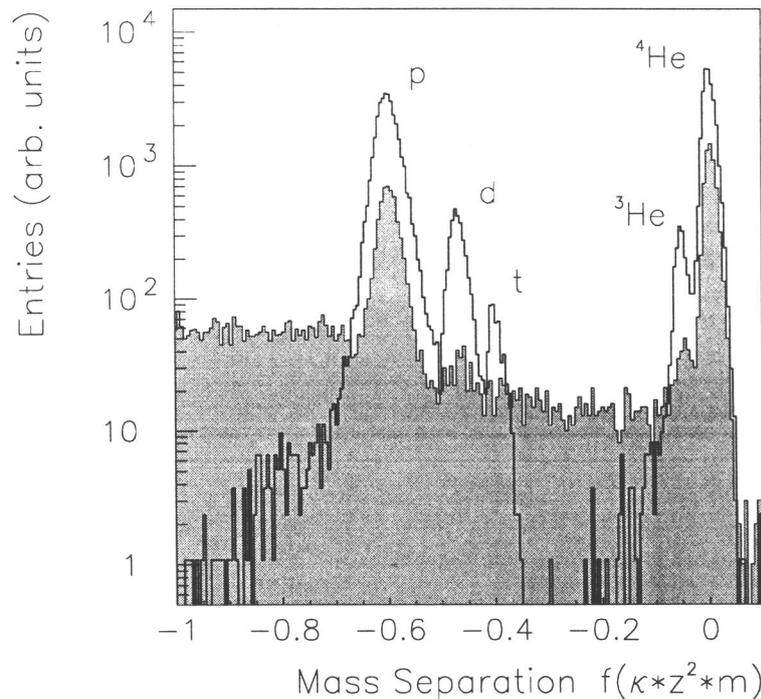


Abbildung 4.5: Vergleich der Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ in den Flugdaten mit den Eichmessungen am HMI/Berlin. Dargestellt ist ein vergrößerter Bereich aus dem Einfall 0. Ordnung der Flugdaten für die Tiefe 3 (siehe Abbildung 4.4) mit dem Ergebnis der Eichung aus Kapitel 3 (vgl. Abbildung 3.7). Die Flugdaten liegen in guter Übereinstimmung mit den Eichmessungen bei senkrechtem Teilcheneinfall und erlauben neben der Zuordnung von Protonen und ^4He die Identifizierung der Isotope Deuterium und ^3He .

4.3 Korrekturverfahren zur Bereinigung der Zählkanäle

In der Darstellung zur Massentrennung (vgl. Abbildung 4.4) zeigen sich die Wasserstoff- und Helium-Isotope in eindeutigen Verteilungen und können selektiv durch Masken herausgehoben werden. Die Teilcheneinfälle, die zu Einträgen innerhalb der Maske führen, liegen auf den Ortskurven in den Energieverlustmatrizen und somit in der definierten Geometrie des Instruments.

Die Absorption von Teilchen in den Halterungen tieferliegender Detektoren, aber auch Randeffekte durch die Segmentlücken der Detektoren A und B sowie durch Streuvorgänge niederenergetischer Nukleonen und die Vielfachstreuung von Elektronen erzeugen Einträge in den Pulshöhenmatrizen, die außerhalb der Masken liegen, jedoch weiterhin dem entsprechenden Koinzidenzkanal zugeordnet werden. Die Klassifizierung durch die Koinzidenzkanäle ist in der Massendarstellung in den Abbildungen 4.4 und C.1 durch Graustufen unterlegt.

In der Abbildung 4.6 ist die Pulshöhenmatrix aus dem Energieverlust im Detektor A über der Gesamtenergie steckenbleibender Teilchen mit der Lage und Breite der Masken aus Tabelle 4.1 dargestellt (Teilcheneinfall 0. Ordnung). Die Koinzidenzkanäle ergeben sich aus der Eindringtiefe der Teilchen und der Signalhöhe im Detektor A entsprechend der Schwelleninformation der Diskriminatoren A1 bis A4.

Die Anwendung der Parametrisierung aus den Schwerpunkten der ^4He -Verteilungen der Eichung am HMI/Berlin auf die Matrix der Protonen und ^4He -Kerne der Flugdaten befindet sich in guter Übereinstimmung. Sowohl die Lage der Maske als auch die Maskenbreite sind gut zur Selektion der Teilchentypen geeignet.

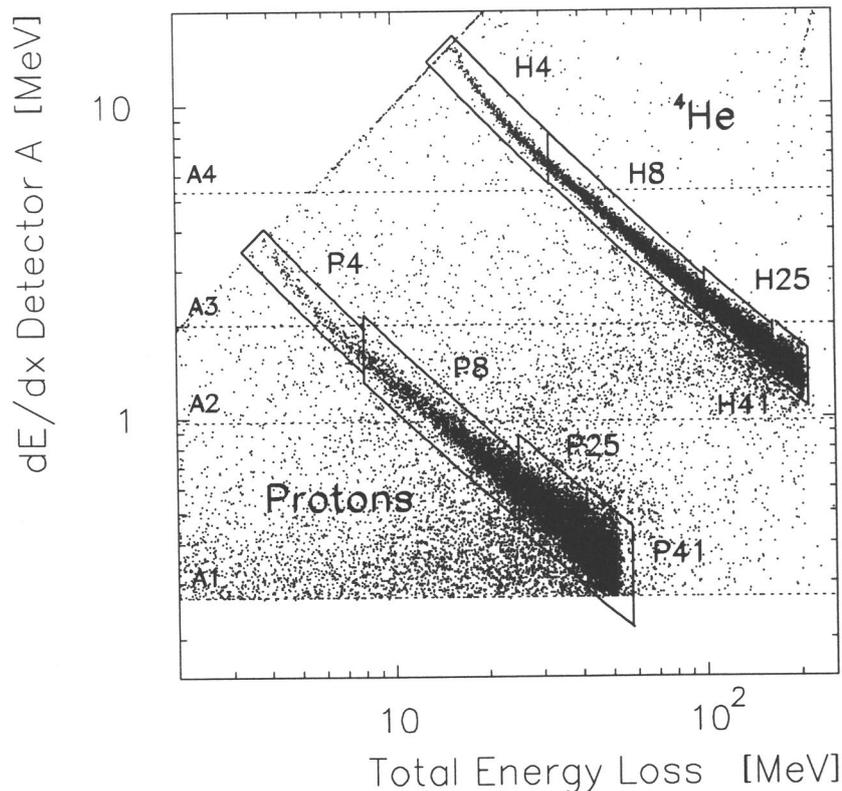


Abbildung 4.6: Anwendung der Parametrisierung aus der Nukleonen-Eichung zur Trennung der Protonen und ^4He -Kerne unterschiedlicher Eindringtiefe in den Flugdaten für den Teilcheneinfall 0. Ordnung (vgl. Abbildung 4.2). Die Lage der Maske wurde durch die ^4He -Schwerpunktkurve im Energieverlust im Detektor A über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen aus der Eichung am Hahn-Meitner-Institut bestimmt (für Protonen mit der resultierenden Verschiebung, vgl. Abbildung 3.6) und befindet sich in guter Übereinstimmung mit den Flugdaten. Die Breite der Maske in Abhängigkeit der Eindringtiefe ist Ergebnis der Untersuchung zur Massentrennung der Flugdaten zu ruhigen Zeiten, siehe Tabelle 4.1. Bei hohen Protonenenergien wird durch die A1-Schwelle ein geringer Anteil abgetrennt und den Elektronen zugeordnet.

In der Pulshöhenmatrix in Abbildung 4.6 zeigt sich eine Anzahl von Einträgen außerhalb der festgelegten Masken. Diese Einträge entsprechen den Bereichen außerhalb der Protonen- und ^4He -Verteilungen in der Massendarstellung und werden durch eine zu geringe Gesamtenergie aufgrund der Absorption von Teilchen in der passiven Materie sowie durch die Vielfachstreuung von Elektronen hervorgerufen. Die dargestellte Matrix enthält nur Teilcheneinfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente).

Der Anteil der Einträge außerhalb der Masken erhöht sich bei der Untersuchung von Teilcheneinfällen bei voller Aperturöffnung, da sich der vergrößerte Raumwinkelbereich zum Erreichen tiefliegender Detektorhalterungen und die Streuung schräg einfallender Elektronen erheblich auswirkt (vgl. Abbildung 2.14 und 2.15).

Das Korrekturverfahren zur Bereinigung der Koinzidenzkanäle bestimmt durch die Masken den Anteil der Registrierungen in der definierten Geometrie des Instruments und damit den Beitrag der 'guten' Teilchen in den Koinzidenzkanälen. Durch diese Korrektur wird die Erstellung von zuverlässigen Energiespektren für die verschiedenen Teilchensorten ermöglicht und ein bereinigter Zeitverlauf in den Energiebereichen des Instruments erreicht.

4.3.1 Protonenkanäle

Die Anzahl der Einträge in den Pulshöhenmatrizen erhöht sich für den Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung (ohne Berücksichtigung der Segmentierung der Detektoren A und B) um etwa einen Faktor 4 gegenüber dem Einfall 0. Ordnung durch die Zunahme des Geometriefaktors. Damit verbunden ist ein starker Anteil der durch die Simulationsrechnungen identifizierten Raumwinkelbereiche zum Erreichen tiefliegender Detektorhalterungen.

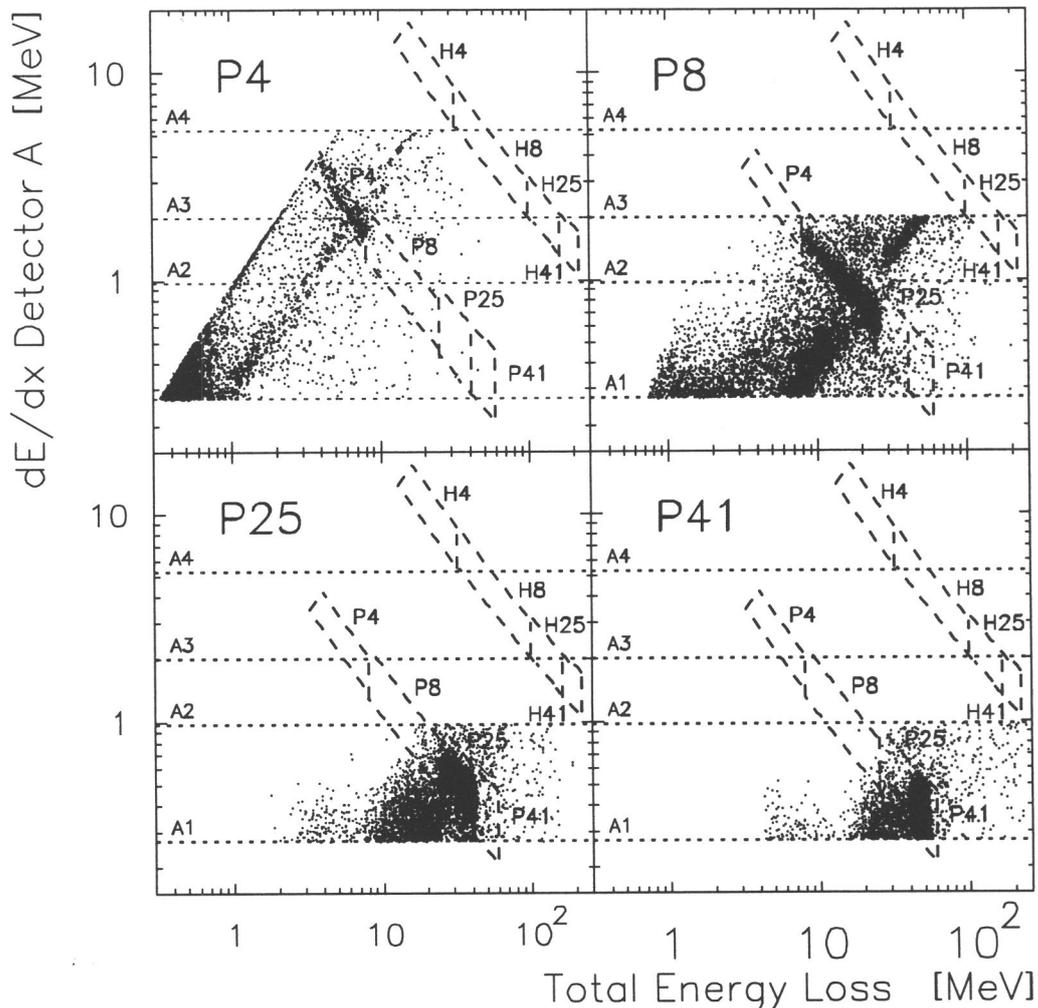


Abbildung 4.7: Pulshöhenmatrix der Einträge in den Koinzidenzkanälen P4, P8, P25 und P41 für den Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung. Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor A über dem registrierten Gesamtenergieverlust der Teilchen zu ruhigen Zeiten. Mit Hilfe der Masken werden die Protonen in der definierten Geometrie des Instruments zuverlässig selektiert. Neben dem Einstreuen von Elektronen durch Überschreiten der A1-Schwelle sind die Ausläufer der Teilcheneinfälle zu erkennen, die in die Halterungen tieferliegender Detektoren treffen und dort ihre Restenergie verlieren. Diese Einfälle liegen nicht in der Akzeptanz des Instruments und sollten, gemäß der Konzeption des Aufbaus, die Antikoinzidenz auslösen. Im Kanal P8 wird zudem ein Teil des Ausläufers des Helium-Kanals H8 registriert.

In Abbildung 4.7 ist die Pulshöhenmatrix der Einträge in den Koinzidenzkanälen P4, P8, P25 und P41 für den Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung dargestellt. Die den Koinzidenzkanälen zugeordneten Masken erlauben eine Selektierung der Teilcheneinfälle in der definierten

Geometrie des Instruments und trennen die Schrägeinfälle sowohl der Protonen als auch der mitregistrierten ^4He -Kerne (siehe z.B. Kanal P8) in die Detektorhalterungen zuverlässig ab. Die Elektronenanteile, die aufgrund der Vielfachstreuung Energieverluste oberhalb der A1-Schwelle erhalten, werden durch die Masken ebenfalls verworfen. Bei hohen Protonenenergien wird durch die Lage der A1-Schwelle ein Anteil der Maske abgetrennt und den Elektronen zugeordnet.

Die Anwendung der Masken auf die Pulshöhenmatrix der Protonenkoinzidenzen erlaubt die Bestimmung der wahren Anteile der Protonen und ermöglicht damit bei bekanntem Geometriefaktor die Bestimmung der Energiespektren, d.h. die Ermittlung der differentiellen Intensität der Protonen in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen. Durch die Bestimmung des Anteils der Protoneneinfälle an den Koinzidenzen eines Typs kann ebenso der wahre zeitliche Verlauf der Protonen in diesem Kanal rekonstruiert werden.

Kanal	Energiebereich [MeV]	volle Apertur		0. Ordnung		Zentral A0/B0	
		Anteil	I_{Maske}	Anteil	I_{Maske}	Anteil	I_{Maske}
P4	4.3 – 7.8	10 %		10 %		11 %	
P8	7.8 – 25.0	35 %		52 %		54 %	
P25	25.0 – 40.9	62 %		77 %		85 %	
P41	40.9 – 53.0	78 %		85 %		86 %	

Tabelle 4.2: Anteil der Protonen I_{Maske} innerhalb der Masken an der Pulshöhenmatrix der Koinzidenzkanäle, getrennt nach Eindringtiefe und Energiebereich, für den Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung, bei Einfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente) und für den zentralen Einfall durch die Segmente A0 und B0. Ausgewertet wurden ruhige Zeiten aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96065. Der statistische Fehler der relativen Anteile ist kleiner als $\pm 1\%$.

Der Anteil der Protonen in der Maske im Verhältnis zur Gesamtzahl der Protonenkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen ist in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Anteile wurden getrennt nach Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung, bei 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente) und für den zentralen Einfall durch die Segmente A0 und B0 bestimmt.

Das Ergebnis belegt die Unterschiede der ausgewählten Winkelbereiche für die verschiedenen Teilcheneinfälle und damit den Beitrag der Schrägeinfälle in die Detektorhalterungen durch eine deutliche Zunahme den Einträge innerhalb der Masken in den Kanälen P8 bis P41 im Vergleich der vollen Aperturöffnung mit dem Teilcheneinfall 0. Ordnung und durch die Zentralsegmente.

In den vier Energiebereichen der Koinzidenzkanäle P4 bis P41 zeigt sich in den Beiträgen außerhalb der Masken ein starker Anteil von Elektronen von einigen 10 % bis zu einem Faktor von 9(!) gegenüber den registrierten Protonen, z.B. wird im Kanal P4 nahezu unabhängig von den selektierten Winkelbereichen nur etwa einer von zehn Teilcheneinfällen innerhalb der zugehörigen Maske gefunden. Bei hohem Fluß gelangen Elektronen durch (seltene) Prozesse mit hoher Vielfachstreuung in größerer Zahl über die A1-Schwelle und überwiegen gegenüber dem geringen Fluß von Protonen im Energiebereich des Kanals P4.

In der Abbildung 4.8 ist der Anteil Protonen innerhalb der Masken in Relation zu den Registrierungen im zugehörigen Koinzidenzkanal über der Energie der Teilchen aufgetragen (Einfall in der vollen Aperturöffnung). Die nominellen Energiebereiche für die Protonenmessungen in den Koinzidenzkanälen P4, P8, P25 und P41 werden durch die Anwendung der Masken erkennbar. Die verbleibenden Vorläufer in den Kanälen P25 und P41 liegen innerhalb der Maske des vorhergehenden Koinzidenzkanals. Diese Anteile können nur durch Schnitte in der Energiezuordnung entfernt werden.

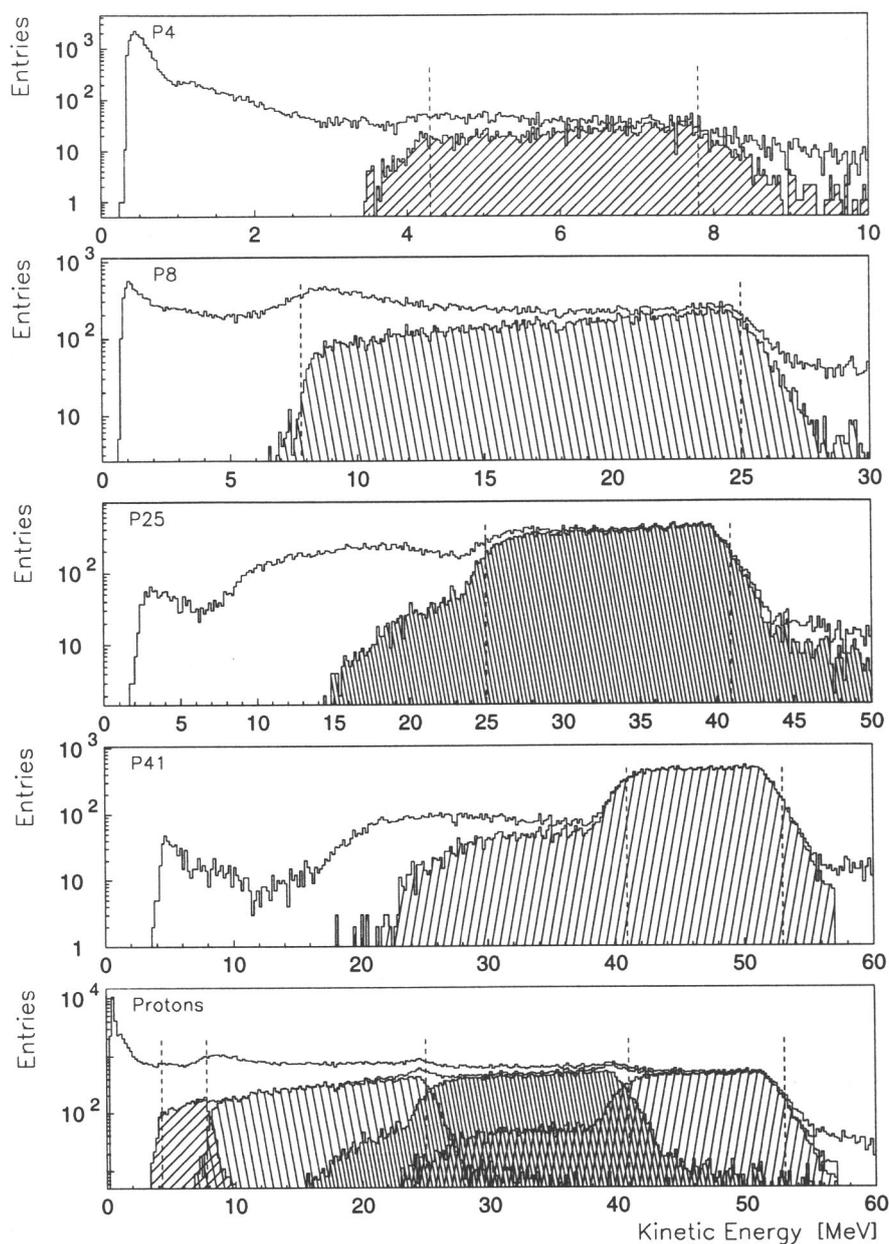


Abbildung 4.8: Korrektur der Protonenkanäle durch die Pulshöhenmatrix bei Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung. Dargestellt ist die Anzahl analysierter Protonen in der Pulshöhenmatrix über der gemessenen Teilchenenergie zu ruhigen Zeiten (Zeitraum DoY95341 bis 96171). Mehr als 95 % der in den Koinzidenzkanälen registrierten Teilcheneinfälle werden in ruhigen Zeiten pulshöhenanalysiert. Für die Koinzidentztypen P4, P8, P25 und P41 (entsprechend der Eindringtiefe der Protonen) ist in der jeweils oberen Kurve die Verteilung der registrierten Koinzidenzen über der Energie dargestellt. Erst unter Anwendung der aus der Eichung gewonnenen Maske treten die Protonen aus den von Elektronen und Schrägeinfällen verunreinigten Verteilungen deutlich hervor. Die senkrechten Striche markieren die nominalen Meßbereiche aus den Energieverlustrechnungen. Die verbleibenden Vorläufer in den Kanälen P25 und P41 liegen innerhalb der Maske des vorhergehenden Kanals und sind nur durch entsprechende Schnitte in der Energiezuordnung zu entfernen (vgl. Abbildung 4.6 und 4.7).

In solaren Ereignissen verschieben sich die Anteile innerhalb und außerhalb der Masken in der Pulshöhenmatrix durch das unterschiedliche zeitliche Eintreffen der Teilchenpopulationen und die Intensitätsverhältnisse entsprechend der Energiespektren der Teilchenspezies. Mit Hilfe der Masken kann sowohl der Protonenanteil zu ruhigen Zeiten als auch der Zeitverlauf eines Ereignisses in den Energiebereichen des Instruments bereinigt werden.

In Abbildung 4.9 ist der korrigierte Zeitverlauf des Anstiegs im Protonenfluß im solaren Ereignis vom 9. Juli 1996 mit dem zugehörigen Elektronenprofil und dem Verlauf des unkorrigierten Kanals P4(CNT) dargestellt. Durch die Anwendung der Maske wird der Elektronenanteil im Kanal P4 entfernt (siehe P4(PHA)). Aus dem Verhältnis des unkorrigierten Kanals P4(CNT) zum Elektronenkanal E150 im Maximum der Elektronenrate läßt sich der Anteil der überkoppelnden Elektronen zu etwa 1% bestimmen. Auch nach Eintreffen der Protonen (rechter Marker) ist weiterhin eine Korrektur erforderlich, der Anteil Elektronen überwiegt weiterhin um einen Faktor 2–5 gegenüber den Protonen.

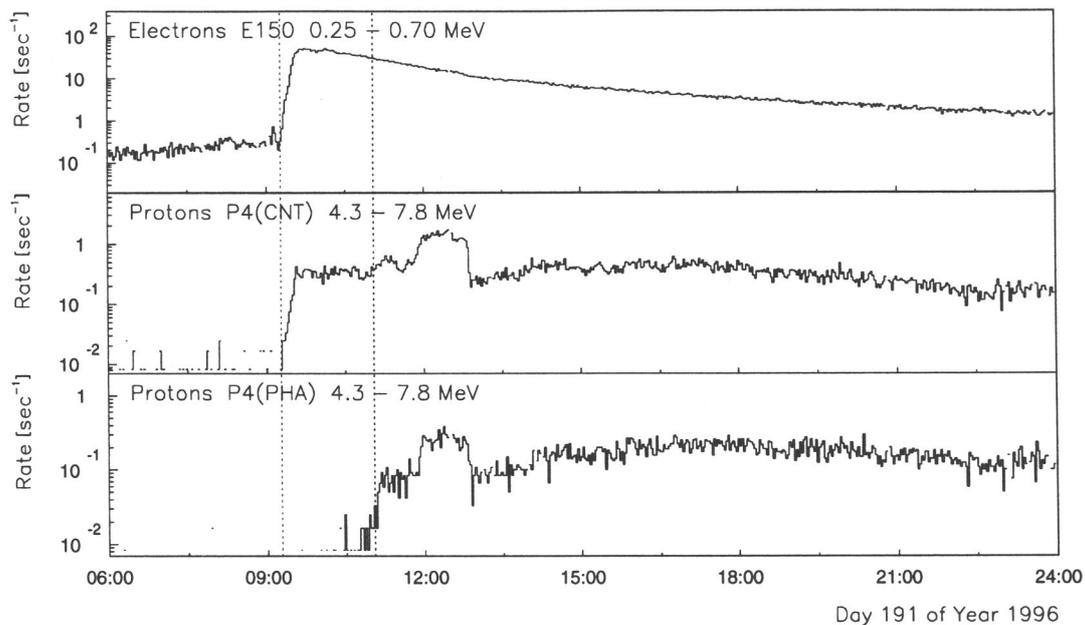


Abbildung 4.9: Korrigierter Zeitverlauf der Protonenrate P4(PHA) im Verlauf des solaren Ereignisses vom 9. Juli 1996 (DoY96191, 2 min Mittelwerte). Durch die Anwendung der Maske in der Pulshöhenmatrix werden die eingestreuten Elektronenanteile und die Randeffekte durch die Schrägeinfälle in die Detektorhalterungen aus dem Koinzidenzkanal P4(CNT) entfernt.

4.3.2 Heliumkanäle

In den Heliumkanälen kann mit dem Verfahren der Masken in der Pulshöhenmatrix für die Koinzidenzkanäle H4, H8, H25 und H41 analog zu den Protonenkanälen eine Selektion der Teilcheneinfälle in der definierten Geometrie des Instruments durchgeführt werden. Auf diese Weise kann sowohl das Energiespektrum der Teilchen als auch der wahre Zeitverlauf der Koinzidenzkanäle bestimmt werden.

Die Abbildung 4.10 zeigt den ^4He -Anteil innerhalb der definierten Masken in Relation zu den Registrierungen im zugehörigen Koinzidenzkanal in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen

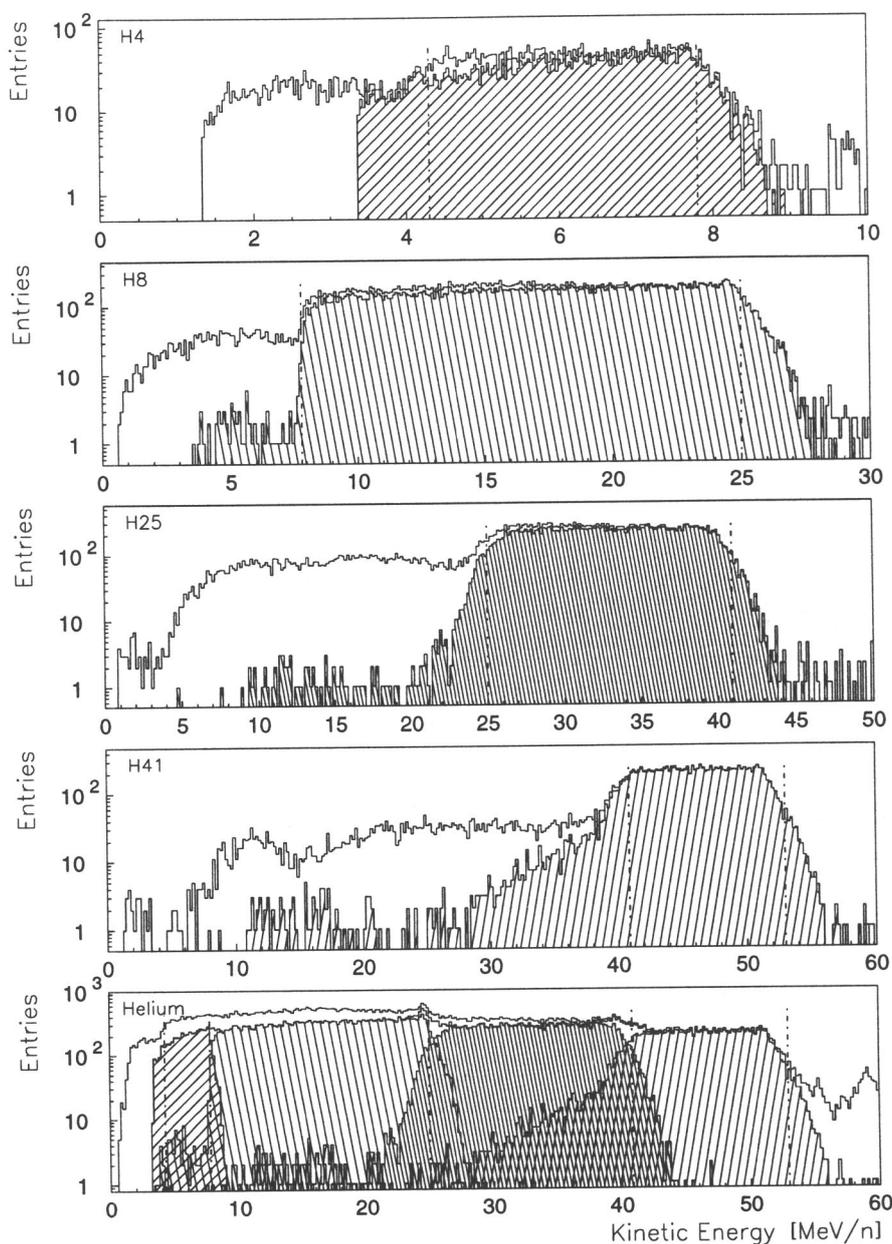


Abbildung 4.10: Korrektur der Heliumkanäle durch die Pulshöhenmatrix bei Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung. Dargestellt ist die Anzahl analysierter ^4He -Kerne in der Pulshöhenmatrix über der gemessenen Teilchenenergie zu ruhigen Zeiten (Zeitraum DoY95341 bis 96171). Für die Koinzidenttypen H4, H8, H25 und H41 (entsprechend der Eindringtiefe der ^4He) ist in der jeweils oberen Kurve die Verteilung der registrierten Koinzidenzen über der Energie dargestellt. Die Anwendung der aus der Eichung gewonnenen Maske läßt die wahren Energiebereiche für ^4He hervortreten. Die senkrechten Striche markieren die nominellen Meßbereiche aus den Energieverlustrechnungen.

für den Einfall in der vollen Aperturöffnung. Die nominellen Energiebereiche in den Koinzidenzkanälen H4, H8, H25 und H41 werden durch die Anwendung der Masken hervorgehoben.

In Anhang B sind in Abbildung B.3 die Pulshöhenmatrizen der Einträge der Koinzidenzkanäle H4 bis H41 für den Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung dargestellt. Die den Koinzidenzkanälen zugeordneten Masken trennen sowohl die Schrägeinfälle in die Detektorhalterungen als auch die Anteile großer Signale durch den Einfall schwerer Kerne mit $z > 2$ zuverlässig ab.

Der Anteil der ^4He -Kerne innerhalb der Maske zur Gesamtzahl der Koinzidenzen in den Kanälen H4 bis H41 ist in der Tabelle 4.3 aufgeführt. Die Anteile wurden getrennt nach Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung, bei 0. Ordnung (für übereinanderliegende Segmente) und für den zentralen Einfall durch die Segmente A0 und B0 bestimmt.

Kanal	Energiebereich [MeV/n]	volle Apertur		0. Ordnung		Zentral A0/B0	
		Anteil	I_{Maske}	Anteil	I_{Maske}	Anteil	I_{Maske}
H4	4.3 – 7.8	49 %		51 %		53 %	
H8	7.8 – 25.0	77 %		84 %		86 %	
H25	25.0 – 40.9	63 %		76 %		85 %	
H41	40.9 – 53.0	73 %		81 %		84 %	

Tabelle 4.3: Anteil der ^4He -Kerne I_{Maske} in den Masken in der Pulshöhenmatrix der Koinzidenzkanäle, getrennt nach Eindringtiefe und Energiebereich, für den Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung, bei Einfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente) und für den zentralen Einfall durch die Segmente A0 und B0. Ausgewertet wurden ruhige Zeiten aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96065. Der statistische Fehler der relativen Anteile ist kleiner als $\pm 1\%$.

Durch die Reduktion der zulässigen Einfallswinkelbereiche und damit der Möglichkeit der Absorption von Teilchen in der tieferliegenden passiven Materie erhöht sich der ^4He -Anteil innerhalb der Masken für die Kanäle H8 bis H41 von etwa 70 % auf $\sim 85\%$ mit charakteristischen Unterschieden im Einfall 0. Ordnung und zentral durch die Segmente A0 und B0.

Im Koinzidenzkanal H4 wird auch beim zentralen Teilcheneinfall nur etwa jedes zweite Teilchen innerhalb der H4-Maske gefunden. In der Pulshöhenmatrix der H4-Koinzidenzen in Abbildung B.3 ist ein Anteil außerhalb der Maske in einem aufsteigenden Ast zu erkennen, in dem der Energieverlust im Detektor A gleich dem Gesamtenergieverlust der Teilchen ist (bis auf ein kleines Signal im Detektor B zum Ansprechen der B0-Schwelle). Diese Einträge können durch Einfälle in die Segmentlücken des Detektors B entstehen, bei denen aufgrund der großen Signale der ^4He -Kerne ein geringer Teil der im Detektor erzeugten Ladungen an ein benachbartes Segment abfließt und die entsprechende Ansprechschwelle erreicht. Der Energieverlust im Detektor B wird somit zu gering gemessen. Der Anteil dieser Teilcheneinfälle in den Flugdaten erscheint sehr hoch und bedarf weiterer Untersuchungen.

4.3.3 Elektronenkanäle

Bei der Untersuchung der Elektronenmessungen des EPHIN-Instruments zeigt sich in den Pulshöhenmatrizen der Koinzidenzkanäle E300, E1300 und E3000 eine Kontamination durch relativistische 2-Teilchen- und 1-Teilchendurchgänge. Die 2-Teilchendurchgänge sind bereits als Struktur in den Elektronenanteilen der Pulshöhenmatrizen in Abbildung 4.3 (*unten*) erkennbar.

In Abbildung 4.11 ist für Teilchen, die den Detektor E erreichen (Kanal E3000), die Pulshöhenmatrix der Signale im Detektor C über dem Detektor D aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Puls-

höhe der Zweifachdurchgänge beim doppelten Signal minimal-ionisierender Teilchen liegt. Dieser Anteil läßt sich durch eine begrenzende Maske entfernen.

Eine wahrscheinliche Erklärung für das Zweifachsignal ist die Erzeugung von hochenergetischen γ -Quanten durch die Wechselwirkung von energiereichen Protonen mit der Materie der Raumsonde oder durch die Bremsstrahlung von Elektronen. Die energiereichen γ -Quanten fallen ungesehen vom Detektor F rückwärtig in das Teleskop ein und erzeugen z.B. im Detektor E durch Paarbildung Elektron/Positron-Paare. Erreicht ein Partner in der definierten Geometrie des Instruments den für eine Koinzidenzzuordnung notwendigen Detektor A, so kann der zweite Partner in jedem durchlaufenen Detektor zum Energieverlust beitragen. Nur durch das Ansprechen des Antikoinzidenzdetektors oder durch Signale in zwei benachbarten Segmenten der Detektoren A und B wird ein derartiges Ereignis verworfen.

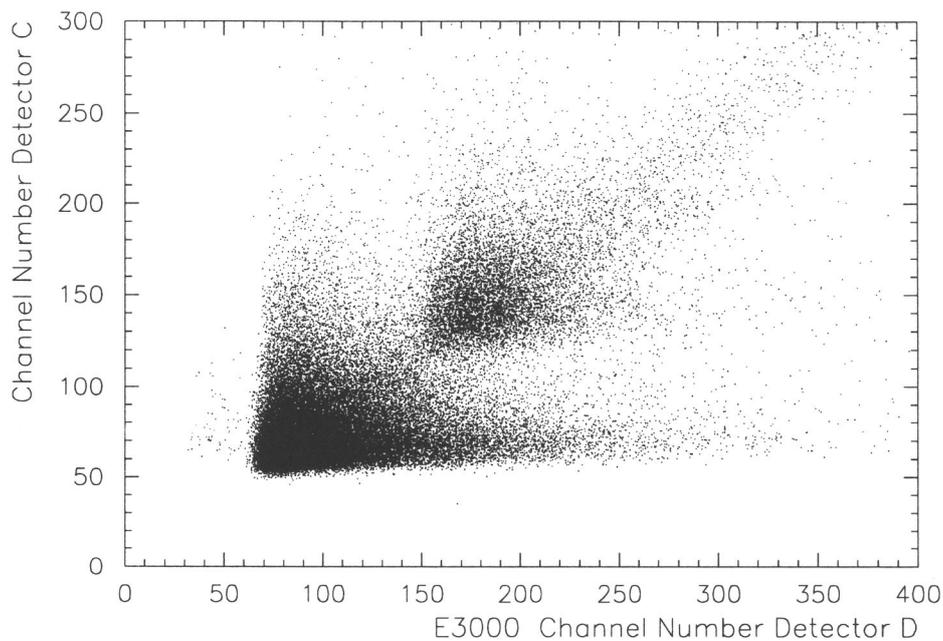


Abbildung 4.11: In der Pulshöhenmatrix von Elektronen in den Koinzidenzkanälen E300, E1300 und E3000 gibt es eine Signatur von 2-Teilchendurchgängen. Dargestellt ist die Kanalnummer der Analog/Digital-Konverter für die Signale im Detektor C über der Kanalnummer im Detektor D für den Koinzidenztyp E3000 (die Elektronen stoppen in Detektor E) aus den Elektronenregistrierungen zu ruhigen Zeiten (DoY95341 bis 96171). Die Amplitude der 2-Teilchendurchgänge liegt beim doppelten Signal minimal-ionisierender Teilchen in den Detektoren und läßt sich durch eine einfache Maske (z.B. $ADC(C) > 115$ und $ADC(D) > 140$) entfernen. Ursache dieser 2-Teilchendurchgänge sind hochenergetische γ -Quanten aus den Wechselwirkungen von energiereichen Protonen mit der Materie der Raumsonde, die ungesehen vom F-Detektor rückwärtig in das Teleskop einfallen und z.B. im Detektor E durch Paarbildung Elektron/Positron-Paare erzeugen. Wird der Antikoinzidenzdetektor nicht getroffen und ein Partner erhält ausreichend Energie, um in der erlaubten Geometrie den Detektor A zu erreichen, so wird eine Koinzidenzzuordnung erzeugt, bei der der zweite Partner bei jedem durchlaufenen Detektor zum Gesamtenergieverlust beigetragen hat.

Nach der Bereinigung der Verteilungen um die 2-Teilchendurchgänge ergibt sich in dem letzten Detektor, in dem die Teilchen zur Ruhe kommen (für den Kanal E3000 im Detektor E), die Energieverlustverteilung in Abbildung 4.12(A). Die Verteilung enthält zwei Komponenten: die breite Energieverlustverteilung der in der Apertur einfallenden Elektronen, die im Detektor zur Ruhe

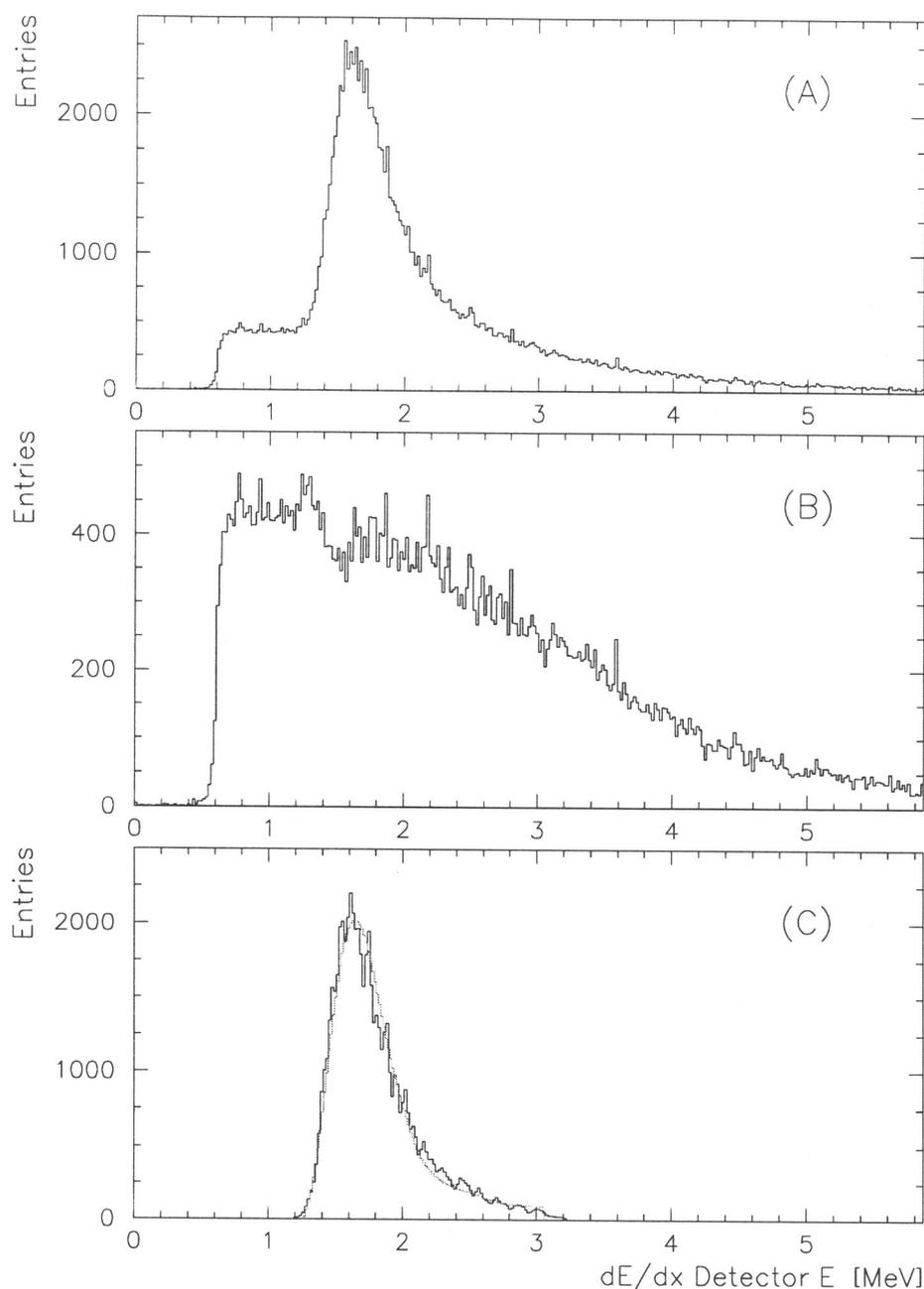


Abbildung 4.12: Bereinigung der Elektronenkanäle vom 1-Teilchen-Untergrund: neben den 2-Teilchendurchgängen aus Abbildung 4.11 zeigt sich im letzten Detektor steckenbleibender Elektronen auch nach Abzug dieser Anteile eine Überlagerung stoppender Elektronen von vorn mit einem Signal minimal-ionisierender Teilchen, hier dargestellt am Energieverlust im Detektor E (in MeV) für den Koinzidenztyp E3000 (Koinzidenz A bis E). Ursache dieses Beitrags ist die Absorption eines Partners der Elektron/Positron-Paare in der passiven Materie des Teleskopes; für den Kanal E3000 können auch Anteile aus dem Nicht-Ansprechen des passiven F beim Durchgang energiereicher Teilchen enthalten sein (von vorn oder rückwärtig). Durch Abzug eines entsprechend skalierten Signals minimal-ionisierender Teilchen im letzten Detektor wird die gemessene und schon um die 2-Teilchendurchgänge bereinigte Verteilung (A) um den Anteil in (C) reduziert, und es verbleibt die Energieverteilung von den Elektronen, die in diesem Detektor zur Ruhe kommen (B) (vgl. Abb. 3.4, 'Spline' des μ -Mesonen-Signals wurde in (C) hinzugefügt). Die Matrizen darüberliegender Detektoren werden entsprechend reduziert.

kommen (siehe Abb. 4.12(B)), und eine relativistische 1-Teilchensignatur (Abb. 4.12(C), vgl. auch Abb. 3.4). Die relativistische Teilchensignatur wird durch ein Korrekturverfahren entfernt, indem den Ausgangsverteilungen eine entsprechend skalierte Energieverlustverteilung minimal-ionisierender Teilchen abgezogen wird. Die Abbildung 4.12 verdeutlicht das Verfahren am Beispiel des Kanals E3000.

Im Kanal E3000 können auch Anteile durchdringender energiereicher Teilchen enthalten sein (von vorn oder rückwärtig einfallend), die aufgrund einer geringen Signalhöhe und des energetischen Ansprechverhaltens im Schwellenverlauf des Kanals F in diesem Kanal kein Diskriminatortsignal erzeugen und damit als steckenbleibend registriert werden. Dieser Beitrag kann durch weitere Untersuchungen zum Verlauf der Ansprechschwelle des Detektors F und der relativen Verhältnisse der Kanäle E3000 und des Integralkanals INT ermittelt werden; zu ruhigen Zeiten ist das Verhältnis der Kanäle E3000 und INT etwa 1 : 150, d.h., daß bei einem Unterschreiten der F0-Schwelle bei nur 1 % der durchdringenden Teilchen der Kanal E3000 bereits um einen Faktor 2 verunreinigt wäre.

Im Kanal E1300 sind ebenfalls relativistische 1-Teilchensignaturen in der Energieverlustverteilung des letzten Detektors, in dem die Elektronen stoppen (nun Detektor D), erkennbar. In diesem Kanal kann dieser Anteil nicht auf einen Schwelleneffekt (Ineffizienz) des Kanals F zurückzuführen sein, da auch das Signal des Detektors E nicht generiert wird. D.h. es gibt relativistische Signale durch rückwärtig einfallende hochenergetische γ -Quanten mit Paarbildung im Teleskop, bei der nur ein Partner registriert wird.

Kanal	Einträge	$I_{2\text{-Teilchen}}$	$I_{1\text{-Teilchen}}$	$I_{\text{Elektronen}}$
E150	458295	0 %	0 %	100 %
E300	367046	3 %	3 %	94 %
E1300	137164	26 %	10 %	64 %
E3000	103385	23 %	41 %	36 %

Tabelle 4.4: Anteil der Elektronen $I_{2\text{-Teilchen}}$ aus den 2-Teilchendurchgängen in der Pulshöhenmatrix nach Abbildung 4.11 und aus der überlagerten Verteilung minimal-ionisierender Teilchen $I_{1\text{-Teilchen}}$ nach Abbildung 4.12. Es resultiert der bereinigte wahre Anteil Elektronen $I_{\text{Elektronen}}$ zur weiteren Analyse. Ausgewertet wurde der Bereich ruhiger Zeiten DoY95341 bis 96065. Der statistische Fehler der Anteile ist kleiner als $\pm 1\%$.

In der Tabelle 4.4 ist der Beitrag der Elektronen aus den 2-Teilchendurchgängen und aus der überlagerten Verteilung minimal-ionisierender 1-Teilchendurchgänge zur Bestimmung des wahren Anteils der Elektronen in den Pulshöhenmatrizen zusammengestellt. In den Elektronenkanälen des Instruments nimmt die Verunreinigung mit steigender Eindringtiefe zu und überwiegt im Kanal E3000 im Verhältnis von etwa 2:1. Die Tabelle 4.4 gilt nur zu ruhigen Zeiten und muß bei einer Änderung der Intensitätsverhältnisse neu erstellt werden.

In Zeiten solarer Ereignisse sind die Beiträge neu zu bestimmen. Obgleich der durch γ -Quanten oder hochenergetische Teilchen verursachte Untergrund in kleinen Zeitskalen als konstant anzusehen ist und sich nur durch die Langzeitmodulation im Laufe des Solarzyklus verändert, können diese Anteile dennoch überwiegen, wenn die steilen Energiespektren solarer Ereignisse nur einen geringen Anstieg in den Kanälen E1300 und E3000 bewirken. Werden im Verlauf des Ereignisses hochenergetische Protonen mit Energien oberhalb von 53 MeV freigesetzt, so muß auch das Übersprechen dieses Beitrags in die Elektronenkanäle untersucht werden. Eine Korrektur ist demzufolge auch in Zeiten von Ereignissen im Rahmen eines Untergrundabzugs erforderlich.

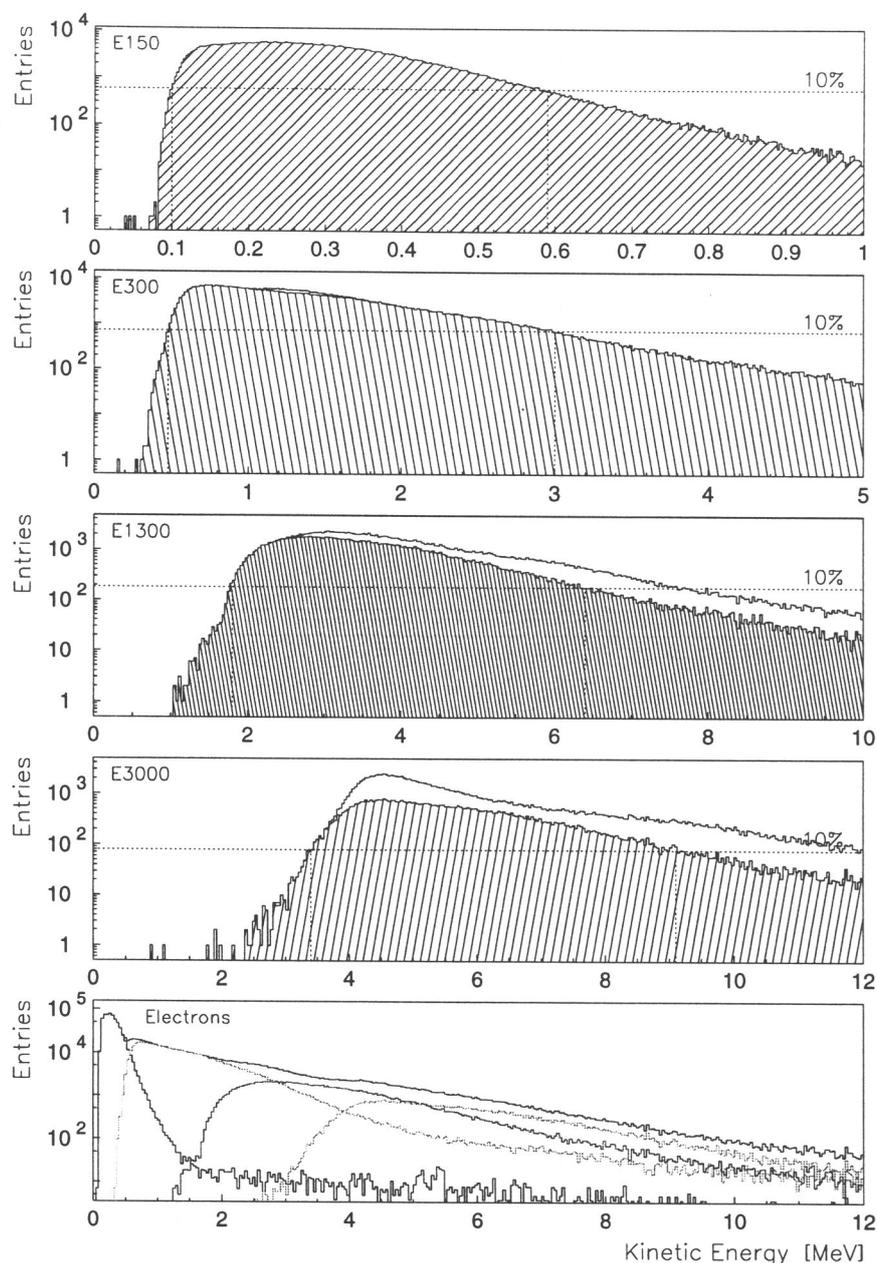


Abbildung 4.13: Korrektur der Elektronenkanäle durch die Pulshöhenmatrix zu ruhigen Zeiten für den Zeitraum DoY95341 bis 96171. Für die Koinzidenztypen E150, E300, E1300 und E3000 (entsprechend der Eindringtiefe der Elektronen) ist in der jeweils oberen Kurve die Verteilung der registrierten Koinzidenzen über der Energie dargestellt. Die Korrektur (entsprechend Abbildung 4.11 und 4.12) zeigt schraffiert den bereinigten Anteil der Elektroneneinfälle. Die gestrichelten Linien kennzeichnen das 10%-Niveau der Verteilungen und damit die Energiebereiche der Meßkanäle: der Kanal E150 mißt Elektronen von 0.10 bis 0.59 MeV, der E300 von 0.48 – 3.0 MeV, E1300 von 1.8 – 6.4 MeV und der E3000 von 3.4 – 9.1 MeV. Die Verteilungen sind stark überlappend und entstehen aus der Faltung der Responsefunktionen mit dem Energiespektrum der einfallenden Elektronen zu ruhigen Zeiten.

In der Abbildung 4.13 ist das Ansprechen der Elektronenkanäle über der Teilchenenergie für ruhige Zeiten dargestellt. Die Korrektur durch die 1-Teilchen- und 2-Teilchensignaturen ist im unterschiedlichen Verlauf der jeweils oberen Kurve in bezug zum korrigierten Ansprechen im schraffierten Anteil ersichtlich. Die Verteilungen der Koinzidenzkanäle wurden im unteren Bild in einer gemeinsamen Energieskala zusammengetragen und zeigen eine starke Überlappung durch den im Rahmen der Simulation ermittelten energieabhängigen Geometriefaktor nach einer Faltung mit dem Energiespektrum der einfallenden Elektronen zu ruhigen Zeiten.

In der Tabelle 4.5 sind die aus Abbildung 4.13 bestimmten Energiebereiche durch die Lage der 10 %-Niveaus der Elektronenkanäle bei isotropem Teilcheneinfall im Vergleich mit der Eichung bei parallelem Teilcheneinfall am Beschleuniger aufgeführt. Die Energiebereiche unterscheiden sich z.T. deutlich voneinander. Bedingt durch das steile Energiespektrum der Elektronen überwiegt der niederenergetische Anteil und erzeugt eine Vielzahl von Registrierungen im Bereich der Ansprechschwelen der Detektoren A und B mit einer Summe von gerade 100 keV im 10 %-Niveau des Kanals E150. Die angegebenen 10 %-Werte gelten nur für das Energiespektrum zu ruhigen Zeiten und müssen für ein solares Ereignis neu ermittelt werden.

Kanal	Energiebereich $E_{Eichung}$	Energiebereich $E_{Flug\ 10\%}$
E150	0.25 – 0.70 [MeV]	0.10 – 0.59 [MeV]
E300	0.67 – 3.00 [MeV]	0.48 – 3.00 [MeV]
E1300	2.64 – 6.18 [MeV]	1.80 – 6.40 [MeV]
E3000	4.80 – 10.4 [MeV]	3.40 – 9.10 [MeV]

Tabelle 4.5: Vergleich der Energiebereiche für Elektronen $E_{Eichung}$ aus der Eichung (paralleler Teilcheneinfall) und bei isotropem Einfall mit dem Energiespektrum ruhiger Zeiten $E_{Flug\ 10\%}$ aus den Flugdaten.

4.4 Energiereiche Teilchen im Integralkanal

Der Integralkanal des EPHIN-Instruments registriert mit dem Ansprechen des Detektors F die durchdringenden Teilchen ohne die Unterscheidung zwischen vorwärtigen und rückwärtigen Teilchendurchgängen. Beim vorwärtigen Teilcheneinfall sind die Energien zum Ansprechen des Integralkanals : (a) 8.7 MeV für Elektronen, (b) 53 MeV für Protonen und (c) 53 MeV/n für ^4He -Kerne (siehe Tabelle 2.7).

Bei rückwärtigem Einfall erhöhen sich die Ansprechenergien durch die passive Materie der Struktur der Raumsonde, in der die Teilchen zunächst Energie verlieren, um mit dem Detektor E als Frontdetektor (die erste Pulshöhenanalyse in Teilchenrichtung) das Teleskop bis zum Detektor A zu passieren.

Die Abbildung 4.14 zeigt die Pulshöhenmatrix des Energieverlustes im Detektor E über dem Gesamtenergieverlust für steckenbleibende und durchdringende Teilchen bei Einfall 0. Ordnung (zu ruhigen Zeiten). Die unterschiedlichen Anteile zeigen sich in der Vergrößerung am Beispiel von ^4He . Der aufsteigende Ast (Marke 'E') enthält die im Detektor E steckenbleibenden ^4He -Kerne aus dem Koinzidenzkanal H41 im Energiebereich von 40.9–53 MeV/n. Die Marken 'A', 'B' und 'C' zeigen die durchdringenden ^4He -Kerne im Integralkanal bis zu den relativistischen Energien (Marke 'He') bei einem Gesamtenergieverlust von etwa 20 MeV in den Detektoren A bis E.

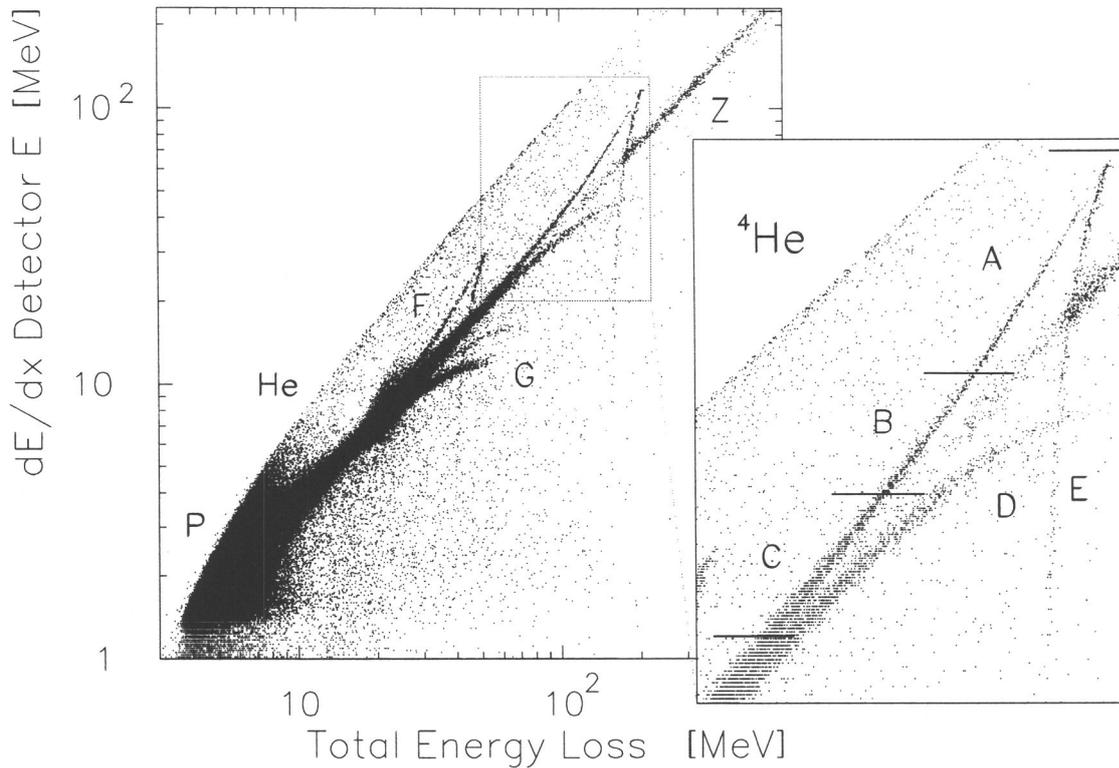


Abbildung 4.14: Pulshöhenmatrix steckenbleibender und durchdringender (integraler) Teilchen zu ruhigen Zeiten (DoY96007 bis 96012). Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor E über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen für übereinanderliegende Segmentkombinationen (Einfall 0. Ordnung). Die unterschiedlichen Anteile werden in der Vergrößerung am Beispiel von ^4He verdeutlicht. Der aufsteigende Ast (Marke 'E') enthält die im Detektor E steckenbleibenden ^4He -Kerne im Energiebereich von 40.9–53 MeV/n. Die Marken 'A', 'B' und 'C' kennzeichnen die durchdringenden ^4He -Kerne bis zu den relativistischen Energien (Marke 'He') bei einem Gesamtenergieverlust von etwa 20 MeV. Das gleiche Verhalten zeigen die energiereichen Protonen (siehe Marke 'F') bis zum minimal-ionisierenden Signal bei etwa 5 MeV (Marke 'P'), in dem auch Anteile von Elektronen vorhanden sind. Die Marken 'D' (in der Vergrößerung) und 'G' zeigen die rückwärtigen Teilchendurchgänge von ^4He -Kernen und Protonen. Oberhalb der Marke 'G' sind rückwärtig einfallende Deuterium-Kerne zu erkennen. Der minimal-ionisierende Energieverlust der schweren Kerne Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff ist bei Marke 'Z' zu finden. In Abbildung B.2 im Anhang B finden sich die Pulshöhenmatrizen steckenbleibender und durchdringender Teilchen für die Detektoren A bis D.

Das gleiche Verhalten zeigen die energiereichen Protonen (siehe Marke 'F') bis zum minimal-ionisierenden Signal bei etwa 5 MeV (Marke 'P'). Die energiereichen Elektronen sind in der Verteilung 'P' als Anteil enthalten. Die Marken 'D' (in der Vergrößerung) und 'G' zeigen die rückwärtigen Teilchendurchgänge von ^4He -Kernen und Protonen. Oberhalb der Marke 'G' sind die rückwärtig einfallenden Deuterium-Kerne zu erkennen. Der minimal-ionisierende Energieverlust der schweren Kerne Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff ist bei sehr großen Signalen zu finden (Marke 'Z'). Die Pulshöhenmatrix für die Detektoren A bis D für steckenbleibende und durchdringende Teilchen befindet sich im Anhang B unter Abbildung B.2.

Im Integralkanal lassen sich an der Spur der durchdringenden Teilchen durch Energieverlustrechnungen sog. Masken definieren, um den Fluß energiereicher Nukleonen oberhalb der nominellen Energiebereiche des Instruments zu bestimmen.

Durch Energieverlustbereiche im Signal des Detektors E, wie durch die Marken 'A', 'B' und 'C' für den Verlauf der ^4He -Kerne in Abbildung 4.14 angedeutet, und enge Umgrenzungen parallel zur Spur können Energiebereiche definiert werden, die bei großen Energien durch das Zusammenlaufen der vorwärtigen und rückwärtigen Äste (siehe Abbildung 4.14) auch rückwärtige Teilcheneinfälle enthalten.

In der Tabelle 4.6 sind die resultierenden Energiekanäle für Protonen und ^4He -Kerne aus dem Integralkanal zusammengestellt. Aus der Anzahl der Einträge und dem Energieintervall lassen sich bei bekanntem Geometriefaktor (siehe Tabelle 2.10) die differentiellen Intensitäten bestimmen und dem gemessenen Energiespektrum der steckenbleibenden Teilchen zu hohen Energien hinzufügen. Die Kanäle P130, H125 und H193 enthalten vor- und rückwärtige Teilchendurchgänge, wobei aufgrund der hohen Energien der Energieverlust im Material der Raumsonde (etwa 10 MeV in 2 cm Aluminium) vernachlässigt wird.

Kanal	Einträge	dE/dx(Det E) [MeV]	Energiebereich [MeV/n]	ΔE [MeV/n]	diff. Intensität [$\text{cm}^2 \text{sr s MeV/n}^{-1}$]
P52	346	20 - 31	52.6 - 55.6	3.0	$7.94 \cdot 10^{-5}$
P56	940	14 - 20	55.6 - 63.0	7.4	$8.74 \cdot 10^{-5}$
P130	21668	5 - 6	130 - 163	33	$2.20 \cdot 10^{-4}$
H53	375	60 - 116	52.8 - 61.5	7.7	$3.19 \cdot 10^{-5}$
H61	768	40 - 60	61.5 - 79.1	17.6	$2.86 \cdot 10^{-5}$
H79	2040	25 - 40	79.1 - 126	46.9	$2.80 \cdot 10^{-5}$
H126	5491	18 - 25	126 - 193	67	$2.67 \cdot 10^{-5}$
H193	7848	14 - 18	193 - 286	93	$2.76 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.6: Die Energiekanäle für Protonen und ^4He -Kerne im Integralkanal. Durch Masken entlang der Spur durchdringender Teilchen und Intervalle im Energieverlust im Detektor E lassen sich mit Hilfe von Energieverlustrechnungen weitere Energiebereiche für Protonen und ^4He definieren, um den Fluß energiereicher Nukleonen oberhalb der nominellen Energiegrenzen des Instruments zu bestimmen. Die Kanäle H53, H61 und H79 entsprechen den Marken 'A', 'B' und 'C' in Abbildung 4.14.

In Kapitel 5 unter Abschnitt 5.2 werden die gewonnenen differentiellen Intensitäten für die Protonen und ^4He -Kerne im Bereich hoher Energien in den Spektren der galaktischen Teilchen im solaren Minimum dargestellt.

4.5 Diskussion

Die Untersuchung der ersten 8 Monate der Mission zeigt in den Flugdaten des EPHIN-Instruments eine Reihe von Strukturen, die mit Hilfe der Pulshöhenmatrizen der Detektorsignale auf die anteiligen Teilchensorten und somit in bezug auf die Energiekanal- und Teilchenzuordnung untersucht werden. Nach Simulation und Eichung kann das Ansprechverhalten des Instruments bei gleichzeitiger Präsenz aller Teilchensorten, Einfallswinkel und -energien bestimmt werden. Die Zeiten geringer Sonnenaktivität im solaren Minimum sind in idealer Weise geeignet, durch die Analyse der Flugdaten das Instrumentkonzept zu verifizieren.

In den Pulshöhenmatrizen lassen sich die Teilchenspezies am Verlauf der Ortskurven identifizieren und durch sog. Masken effizient selektieren. Das Verfahren der Masken wurde aus der Teilchentrennung bei der Nukleonen-Eichung entwickelt und steht in guter Übereinstimmung mit den Flugdaten. Durch den großen Anteil analysierter und übertragener Teilchen pro Meßintervall (vgl. mit den Instrumenten der Missionen HELIOS und ULYSSES) erlauben die Masken in den Pulshöhenmatrizen eine Korrektur der Zählraten in den Koinzidenzkanälen auf falsch zugeordnete Teilchen und damit die Rekonstruktion von 'wahren' Zeitprofilen, z.B. in solaren Ereignissen, und die Bestimmung von zuverlässigen Energiespektren der vorhandenen Teilchenpopulationen.

Im Vergleich der Teilcheneinfälle bei voller Aperturöffnung, bei Einfall 0. Ordnung in übereinanderliegenden Segmenten und durch die Zentralsegmente A0 und B0 zeigen sich deutliche Unterschiede im Anteil innerhalb der Masken an der Anzahl der Registrierungen in den zugeordneten Koinzidenzkanälen. Durch den Aufbau des Instruments entstehen hochenergetische Ausläufer aufgrund von Raumwinkelbereichen, in denen die einfallenden Teilchen die passive Materie in tieferliegenden Detektorhalterungen erreichen und daher in den durchlaufenen Detektoren mit zu niedrigen Energieverlusten außerhalb der Masken liegen. Durch eine Vergrößerung der tieferliegenden Detektoren wie beim HELIOS-Instrument E6 wären diese Verunreinigungen weitgehend vermeidbar gewesen.

Von wesentlicher Bedeutung ist das Übersprechen von Elektronen in die Protonenkanäle durch große Energieverluste aufgrund der Vielfachstreuung der Elektronen im Detektor A, die zum Überschreiten der A1-Schwelle und damit zu einer Protonenklassifikation führen. Durch die niedrigen Energiebereiche der gemessenen Elektronen reicht z.B. bei einer Koinzidenz der Detektoren A und B ein Anteil von 1% der Elektronen aus, um die korrespondierenden Protonen um fast eine Größenordnung zu überdecken. Für zukünftige Instrumententwicklungen ist es empfehlenswert, sowohl die exakte Einstellung der Schwellenwerte der Diskriminatoren als auch die Konfiguration der Koinzidenzlogik zur Klassifizierung eines Teilcheneinfalls per Kommando änderbar zu gestalten, um *nach* der Untersuchung der ersten Flugdaten das Instrument an die realen Meßbedingungen anzupassen und ggf. auch im Verlauf der Mission hinsichtlich der Zielsetzung oder in Abhängigkeit von den Intensitätsverhältnissen der Teilchensorten zu modifizieren.

Durch die Masken in den Pulshöhenmatrizen läßt sich der wahre Anteil der Nukleonen in den unterschiedlichen Energiebereichen identifizieren und so für die Bestimmung von Energiespektren verwenden. Die Übersprechkorrektur ist abhängig von den vorhandenen Intensitätsverhältnissen der einfallenden Populationen und daher unterschiedlich in solaren Ereignissen im Vergleich mit der galaktischen Komponente zu ruhigen Zeiten.

Die Elektronenanteile werden auf einen Untergrund von 2-Teilchen- und 1-Teilchensignaturen korrigiert, der durch die Paarbildung hochenergetischer γ -Quanten innerhalb des Teleskopes und eine mögliche Ineffizienz des Detektorkanals F verursacht wird, um die Bestimmung von Energiespektren für Elektronen zu ermöglichen. In großen solaren Ereignissen können auch die eintreffenden energiereichen Protonen durch Wechselwirkungen in der Struktur der Raumsonde zu einem Untergrund in den Elektronenkanälen beitragen.

Der Energiebereich des EPHIN-Instruments wird für die Nukleonen durch die Pulshöhenmatrix des Integralkanals bis zu Energien deutlich oberhalb von 100 MeV/n ausgedehnt. Masken in der Darstellung des Energieverlustes im Detektor E über der Gesamtenergie der Teilchen erlauben die Zuordnung hoher Energiebereiche und die Bestimmung der differentiellen Intensitäten durchdringender Protonen und ^4He -Kerne der galaktischen kosmischen Strahlung.

Mit dem erarbeiteten Instrumentverständnis können die vorhandenen Teilchenkomponenten im interplanetaren Raum auch bei großem Geometriefaktor zuverlässig getrennt werden. Mit guter Zeitauflösung lassen sich die wahren Zeitverläufe der Energiekanäle erstellen und zuverlässige Energiespektren zu ruhigen Zeiten und in solaren Ereignissen bestimmen. In Kapitel 5 werden die ersten Ergebnisse der Untersuchung von geladenen energiereichen Teilchen vorgestellt.

Kapitel 5

Erste Ergebnisse

SOHO ist eine Mission zur ruhigen Sonne, obgleich mit dem Instrumentensatz an Bord auch große solare Ereignisse detailliert untersucht werden können. Durch die Verankerung am Lagrange-Punkt L1 erreicht die Raumsonde eine durchgehende Beobachtung der Sonne ohne Fehlzeiten durch den Tag- und Nachtwechsel oder heliozentrische Bedeckungen.

Das Kieler EPHIN-Instrument wurde am 7. Dezember 1995 eingeschaltet und liefert seitdem kontinuierliche Messungen von Elektronen, Protonen und Helium-Kernen im interplanetaren Raum. Das Instrument kann Anteile der Isotope Deuterium und ^3He auflösen.

In den ersten 8 Monaten der Mission hat das EPHIN-Instrument eine Vielzahl interessanter Strukturen der kosmischen Strahlung in der inneren Heliosphäre gemessen (vgl. Missionsüberblick in Abbildung 4.1).

Diese Arbeit konzentriert sich auf die ersten Ergebnisse der beobachteten Phänomene:

- Die galaktische kosmische Strahlung im solaren Minimum.
- Das erste größere solare Ereignis am 9. Juli 1996.
- Korotierende Wechselwirkungszonen bei hohen und niedrigen Energien.
- Elementhäufigkeiten bei relativistischen Energien.

Mit Hilfe der erarbeiteten Verfahren zur Identifizierung der Teilchenspezies in den Pulshöhenmatrizen und zur Bereinigung der Zählkanäle können zuverlässige Zeitprofile erstellt und die Energiespektren der vorhandenen Populationen bestimmt werden. Die Ergebnisse können mit Untersuchungen anderer Instrumente an Bord von SOHO und auf anderen Raumfahrzeugen korreliert werden.

Zunächst werden in diesem Kapitel die verschiedenen Quellen energiereicher Teilchen im Sonnensystem vorgestellt und die Ausbreitung der Teilchen im interplanetaren Medium diskutiert. Darauf folgen die Abschnitte der ersten Ergebnisse des EPHIN-Instruments zur galaktischen und solaren kosmischen Strahlung. Eine Diskussion schließt das Kapitel ab.

5.1 Energiereiche Teilchen im Sonnensystem

Die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Teilchenpopulationen in der Heliosphäre, der zeitlichen Änderungen, chemischen Zusammensetzung und der Energie- und Winkelverteilungen gibt Hinweise auf den Ursprung und die Beschleunigungsmechanismen der verschiedenen Komponenten. Eine Übersicht über die Konzepte findet sich z.B. bei WIBBERENZ [Wib91] und KUNOW et al. [KWG⁺91].

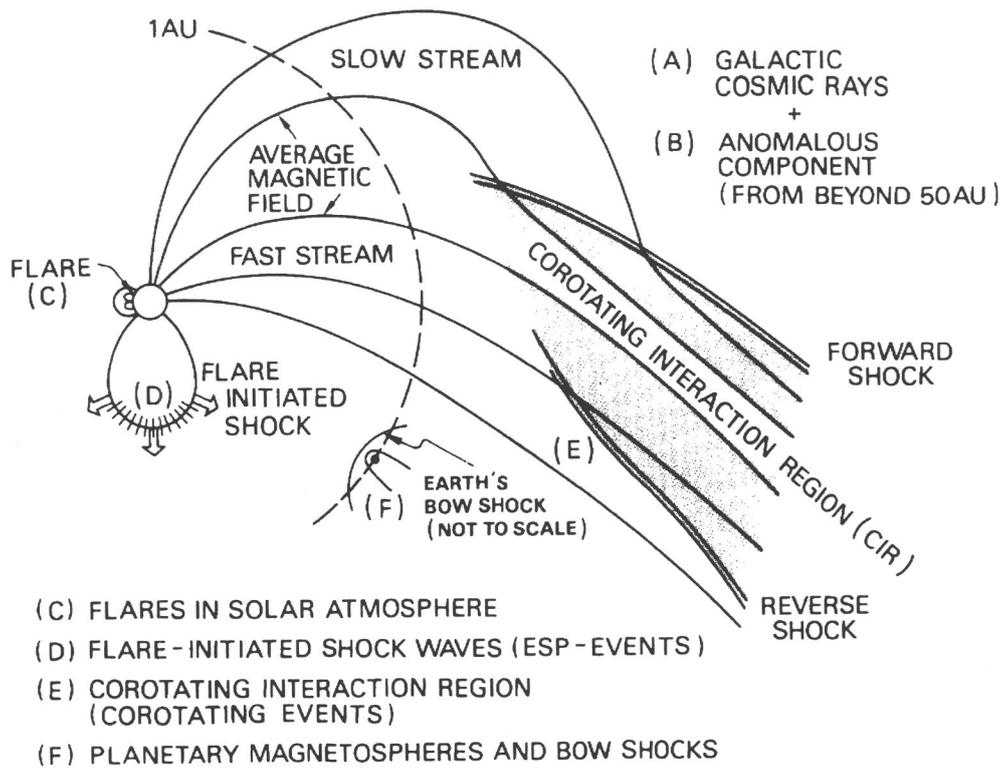


Abbildung 5.1: Schnelle und langsame Sonnenwindströme korotieren mit der Sonne und bestimmen die großräumigen Strukturen im interplanetaren Medium zu Zeiten des solaren Minimums. Die Buchstaben (A) bis (F) kennzeichnen die verschiedenen Teilchenpopulationen im inneren Sonnensystem und deren Ursprung (KUNOW et al. [KWG⁺91]).

Die Abbildung 5.1 gibt eine Übersicht über den Ursprung der verschiedenen energiereichen Teilchenarten im Sonnensystem mit den Komponenten:

- A Die galaktische kosmische Strahlung.** Die Teilchen haben ihren Ursprung außerhalb des Sonnensystems und fallen isotrop und zeitlich konstant in die Heliosphäre ein. Die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung wird mit der 11jährigen Periode des Solarzyklus moduliert (siehe Abb. 1.4). Eine Übersicht über die Beobachtungen und die theoretische Beschreibung der Modulation geben z.B. FLÜCKIGER [Flü91] und POTGIETER [Pot93]. Die Abbildung 1.5 zeigt die Energiespektren der Teilchensorten der galaktischen Komponente.
- B Anomale Komponente.** Am unteren Ende des Energiespektrums der galaktischen Teilchen schließt sich die anomale Komponente an. Im Unterschied zu den galaktischen Teilchen ist die anomale Komponente einfach geladen, während die anderen Komponenten vollständig ionisiert sind. Die anomale Komponente entsteht aus der Ionisation von neutralen interstellaren Teilchen durch die UV-Strahlung der Sonne. Die nun geladenen Teilchen werden mit dem abströmenden Sonnenwind nach außen getragen und werden in der äußeren Heliosphäre an der Stoßwelle beschleunigt, die den Übergang zum interstellaren Raum bildet (termination shock), vgl. z.B. SIMPSON [Sim89] und JOKIPII [Jok91a].
- C Solare kosmische Strahlung (SEP = Solar Energetic Particles).** Geladene Teilchen mit Energien bis zu einigen 100 MeV/n können bei Eruptionen in der Sonnenatmosphäre (Fla-

res) oder durch koronale Massenauswürfe (*Coronal Mass Ejection CME*) freigesetzt werden (z.B. KALLENRODE [Kal89]; CANE et al. [CMR86]). Die Teilchen breiten sich entlang der Magnetfeldlinien aus und erreichen je nach Energie und Teilchenart nach wenigen Minuten bis Stunden den Meßort in Erdnähe.

- D *Stoßwellen solaren Ursprungs.* An Stoßwellen im interplanetaren Raum können je nach Stärke und Struktur Ionen bis auf Energien von einigen 100 keV bis zu mehreren 10 MeV beschleunigt werden (vgl. CANE [Can95]; REAMES [Rea90]; REAMES [Rea93]). Die entstehende Population wird als ESP (*Energetic Storm Particles*) bezeichnet.
- E *Korotierende Stoßwellen.* Während des Minimums solarer Aktivität bilden sich über den Polen der Sonne koronale Löcher aus, die Ausläufer bis zum Sonnenäquator haben können. Diese Gebiete sind der Ursprung schneller Sonnenwindströme. Im interplanetaren Raum entstehen durch das Zusammentreffen von schnellen und langsamen Sonnenwindströmen Wechselwirkungsregionen (*Corotating Interaction Regions CIR*), die mit der Sonne mitrotieren und bei ungestörten Ausbreitungsbedingungen über mehrere Sonnenrotationen stabil bleiben. An den Grenzen dieser Kompressionszone bilden sich jenseits von 2 AU zwei Schockfronten aus (*forward/reverse shock*), die geladene Teilchen auf Energien bis zu einigen 10 MeV beschleunigen können (Übersichten geben z.B. LEE [Lee83], MIHALOV [Mih87] sowie ZÖLLICH [Zöl81]).
- F *Planetare Magnetosphären.* Durch die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit den Magnetosphären der Planeten bilden sich sog. Bugstoßwellen aus, die geladene Teilchen bis auf einige MeV beschleunigen können. Die stärkste Quelle einer von einem Planeten ausgehenden Teilchenstrahlung bilden die Jupiter-Elektronen mit Energien bis zu 30 MeV, die über weite Gebiete der Heliosphäre beobachtet werden können.

Neben der galaktischen kosmischen Strahlung, die von außen auf das Sonnensystem aus allen Richtungen mit gleicher Intensität einfällt, gibt es in der Heliosphäre flächenhaft ausgedehnte Quellen energiereicher Teilchen, wie interplanetare Stoßwellen, und nahezu punktförmige, wie Flares auf der Sonne.

Die Energie der Teilchen entstammt der Bewegungsenergie von Strömungen und Wellen, der thermischen Energie des Plasmas und der in Magnetfeldern gespeicherten Energie, wobei Umsetzungen einer Energieform in eine andere häufig an Grenzflächen (z.B. Beschleunigung an Stoßwellen) und in topologisch komplexen Magnetfeldstrukturen, wie bei der Rekonnexion, passieren. Daneben gibt es die stochastische Beschleunigung in zeitlich variablen und turbulenten Magnetfeldern.

Struktur des interplanetaren Mediums

Die Ausbreitungsbedingungen der Teilchen sind bestimmt durch die Polarität und Struktur der solaren Magnetfelder. Der interplanetare Raum ist erfüllt von einem von der Sonne radial abströmenden Plasma, dem Sonnenwind, der als hydrodynamische Expansion der Sonnenatmosphäre (Korona) durch ein Modell von PARKER [Par58b] beschrieben werden kann. Der Sonnenwind besitzt eine hohe Leitfähigkeit, wodurch das solare Magnetfeld von diesem mitgeführt wird; das Magnetfeld ist im Plasma 'eingefroren' und wird durch dessen Expansion mit nach außen transportiert.

Der radial abströmende Sonnenwind führt bei konstantem magnetischem Fluß auf ein Magnetfeld der Form $B(r) \sim 1/r^2$. Aufgrund der Überlagerung der radialen Strömung und der Rotation der Sonne sind die Magnetfeldlinien mit ihren auf der Sonne verankerten Fußpunkten zu Archimedischen Spiralen verwunden (PARKER [Par63]).

Für das Magnetfeld gilt

$$B(r) \sim \frac{1}{r^2} \cdot \sqrt{1 + (\Omega/v_{SoWi})^2 r^2}, \quad (5.1)$$

mit der Winkelgeschwindigkeit Ω der Sonne in der Äquatorebene der Sonne, der Sonnenwindgeschwindigkeit v_{SoWi} und dem Abstand r von der Sonne.

Die Abbildung 5.2 zeigt die interplanetare Magnetfeldkonfiguration in der Äquatorebene der Sonne für eine konstante Sonnenwindgeschwindigkeit (durch Pfeile gekennzeichnet). Die Archimedische Spirale hat im Abstand der Erdbahn einen Winkel von etwa 45° zur Sonne.

Das solare Magnetfeld läßt sich zu Zeiten des Minimums der Sonnenaktivität durch ein Dipolfeld beschreiben. Durch das abströmende Plasma entwickeln sich im interplanetaren Raum magnetische Hemisphären mit entgegengesetzter Polarität, die durch eine neutrale Stromschicht voneinander getrennt sind. Mit zunehmender Aktivität nimmt das Dipolmoment zugunsten der höheren Momente ab, so daß sich die Stromschicht im interplanetaren Raum wellt.

Die dreidimensionale Struktur des interplanetaren Magnetfeldes wird nach ALFVÉN [Alf77] durch das 'Ballerina'-Modell veranschaulicht. Die Abbildung 5.3 zeigt die Trennung offener Magnetfeldlinien im Bereich entgegengesetzter Polarität (mit +/- bezeichnet) durch die heliosphärische Stromschicht (vgl. auch Abbildung 5.2). Aufgrund der geschwungenen Struktur der Neutralschicht erzeugt die Rotation der Sonne für einen ortsfesten Beobachter in der Ekliptik einen systematischen Wechsel der Magnetfeldpolarität, die sog. Sektorstruktur.

Teilchenausbreitung

Dem großräumigen solaren Magnetfeld sind eine Vielzahl von Störungen überlagert, z.T. kleinskalige Fluktuationen wie ALFVÉN-Wellen, aber auch Phänomene wie transiente oder korotierende Stoßwellen, die durch Inhomogenitäten Turbulenz erzeugen und somit die Ausbreitungsbedingungen der Teilchen verändern.

Die Bewegung geladener Teilchen in einem derartigen Magnetfeld läßt sich in erster Näherung durch zwei Anteile beschreiben:

- (1) eine systematische und im wesentlichen feldparallele Bewegung in langsam veränderlichen Magnetfeldern und
- (2) stochastische und diffusionsähnliche Prozesse (aufgrund der Streuung an Fluktuationen).

In einem reinen Magnetfeld bleibt die Energie eines geladenen Teilchens konstant. Die Bahn des Teilchens ist durch die LORENTZ-Kraft bestimmt

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{v} \times \vec{B}, \quad (5.2)$$

mit der Ladung q , dem Impuls $\vec{p} = m \vec{v}$ und der Geschwindigkeit \vec{v} des Teilchens und dem Magnetfeld \vec{B} . Zur Betrachtung entlang einer Trajektorie $\vec{x}(s)$ mit der Bogenlänge s läßt sich Gl. 5.2 umformen zu

$$\frac{d^2\vec{x}}{ds^2} = \frac{1}{P} \frac{d\vec{x}}{ds} \times \vec{B}. \quad (5.3)$$

Die Größe 'Impuls pro Ladung', $P = p/q$, ist die sog. magnetische Steifigkeit des Teilchens. Für ein vorgegebenes Magnetfeld hängt die Trajektorie eines Teilchens nur von der Steifigkeit ab. Die Zeit, in der diese Trajektorie durchlaufen wird, ist durch die Geschwindigkeit des Teilchens gegeben.

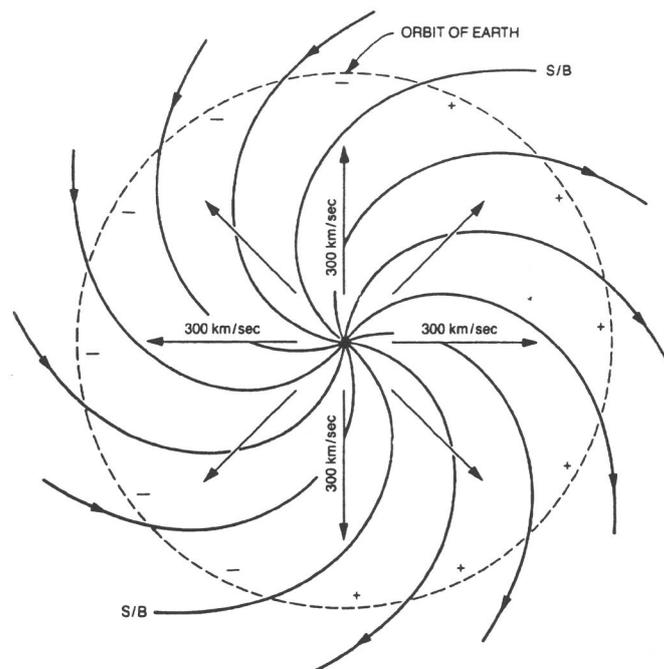


Abbildung 5.2: Interplanetare Magnetfeldkonfiguration in der Äquatorebene der Sonne für eine konstante Sonnenwindgeschwindigkeit. Die Pfeile markieren den radial abströmenden Sonnenwind. Die Rotation der Sonne verformt die im Sonnenwind eingefrorenen Magnetfeldlinien zu Archimedischen Spiralen (PARKER [Par63]). Die Bereiche unterschiedlicher Magnetfeldpolarität werden durch Sektorgrenzen (Sector Boundary S/B) getrennt.

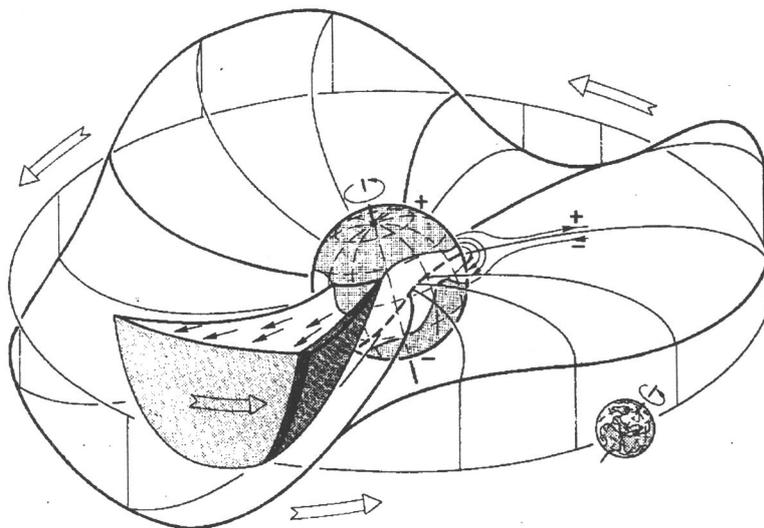


Abbildung 5.3: Das 'Ballerina'-Modell des interplanetaren Magnetfeldes zeigt die heliosphärische Stromschicht nahe dem solaren Minimum (ALFVÉN [Alf77], in SCHWENN [Sch90]). Zu Zeiten geringer Aktivität liegt die magnetische Achse auf der Rotationsachse der Sonne, das solare Magnetfeld bildet folglich einen Dipol mit der Achse I. Der magnetische Äquator neigt sich mit zunehmender solarer Aktivität immer stärker gegenüber dem Sonnenäquator und wird gewellt. Legt man einen Schnitt durch die Äquatorebene der Sonne, so stellt sich das solare Magnetfeld in Sektoren dar (angedeutet durch \pm , vgl. Abbildung 5.2).

Die Teilchenbahn im homogenen Magnetfeld läßt sich aufspalten in eine gleichförmige Bewegung entlang des Feldes und eine Gyration um die führende Magnetfeldlinie herum, das Teilchen bewegt sich entlang einer Helix. Die Bewegung kann in die Anteile parallel und senkrecht zum Feld zerlegt werden. Mit dem Anstellwinkel (Pitchwinkel) α ergibt sich $v_{\parallel} = v \sin \alpha$ für die parallele und $v_{\perp} = v \cos \alpha$ für die senkrechte Komponente. In einem homogenen Magnetfeld bleibt der Anstellwinkel konstant.

Ändert sich die Stärke des Magnetfelds senkrecht zur mittleren Richtung, oder sind die Feldlinien gekrümmt, so weicht das Teilchen durch eine Driftbewegung senkrecht zur Feldrichtung aus (z.B. FERRARO und PLUMPTON [FP66]). Haben die Magnetfelder auf beiden Seiten der Diskontinuität verschiedene Polarität, wie bei der Teilchenausbreitung entlang der gewellten Stromschicht, so können sich die Teilchen sehr schnell senkrecht zur mittleren Feldrichtung bewegen.

Die Teilchenausbreitung entlang glatter Magnetfeldlinien ist ein selten auftretender Sonderfall. Durch Irregularitäten im Feld treten unsystematische Änderungen des Pitchwinkels der Teilchen auf, die bei starken Inhomogenitäten auf kleiner räumlicher Skala, in sog. 'Streuzentren', bis zur Reflektion der Teilchen führen können. Eine Bewegung mit einer Vielzahl kleiner Pitchwinkeländerungen wird durch die sog. Pitchwinkeldiffusion charakterisiert. Die Kombination vieler Pitchwinkeländerungen führt schließlich auch dazu, daß die Teilchen ihre Bewegungsrichtung gegenüber dem mittleren Magnetfeld umkehren. Die resultierende Bewegung der Teilchen entlang des Magnetfeldes wird durch eine mittlere freie Weglänge λ_{\parallel} beschrieben.

Wegen der statistischen Natur der Fluktuationen im Magnetfeld ist es nicht sinnvoll, einzelne Teilchenbahnen zu verfolgen und daraus Aussagen zu gewinnen. Stattdessen wird eine Transportgleichung für ein Teilchenensemble aufgestellt. Aus den langen Speicherzeiten der bei solaren Flares erzeugten energiereichen Teilchen wurde schon frühzeitig auf eine diffusive Streuung im interplanetaren Raum geschlossen. Einfache Diffusionsmodelle wurden von PARKER [Par65] um Terme zur Beschreibung der Konvektion und der adiabatischen Dezeleration erweitert. Für die omnidirektionale Dichte $U(\vec{r}, T, t)$ eines Teilchenensembles gilt die Bilanzgleichung

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla \cdot (D \cdot \nabla U) - \nabla \cdot (v_{S0} w_i U) + \frac{\nabla \cdot v_{S0} w_i}{3} \frac{\partial}{\partial E} (\alpha E U) - v_d \cdot \nabla U. \quad (5.4)$$

Die Terme der Bilanzgleichung haben die folgenden Bedeutungen:

- *Diffusion:* $\nabla \cdot (D \cdot \nabla U)$. Die Diffusion wird durch einen Tensor D mit den Diagonalelementen D_{\parallel} und D_{\perp} für die Diffusionsbewegung parallel und senkrecht zum mittleren Magnetfeld beschrieben.
- *Konvektion:* $\nabla \cdot (v_{S0} w_i U)$. Die Magnetfeldirregularitäten sind im Sonnenwind eingefroren und werden von diesem radial nach außen transportiert. An diesen Irregularitäten findet Teilchenstreuung statt, und die Teilchen werden somit vom Sonnenwind radial nach außen konvektiert.
- *Adiabatische Dezeleration:* $\frac{1}{3} (\nabla \cdot v_{S0} w_i) \frac{\partial}{\partial E} (\alpha E U)$, mit $\alpha = (E + 2 E_0) / (E + E_0)$ und E, E_0 die kinetische sowie die Ruhe-Energie der betrachteten Teilchensorte. Das Ensemble der geladenen Teilchen in der Heliosphäre wird nach PARKER als isotropes Gas betrachtet. Da das Gas expandiert, kühlt es sich adiabatisch ab und die Teilchen verlieren Energie.
- *Drift:* $v_d \cdot \nabla U$. Durch Feldgradienten und Krümmungen im Magnetfeld entsteht die Drift der Teilchen mit der Driftgeschwindigkeit v_d .

Die Lösung der Bilanzgleichung 5.4 ist analytisch bisher nicht möglich. Es werden daher vereinfachte Gleichungen analytisch oder auch numerisch betrachtet, um die Ausbreitungsbedingungen von Teilchen in der inneren Heliosphäre zu untersuchen.

Die Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung kann als Aufeinanderfolge von Quasi-Gleichgewichten angenähert werden, wenn, wie zu Zeiten des Minimums der solaren Aktivität, das interplanetare Medium nicht durch größere Störungen beeinträchtigt wird. Die stationären Lösungen der Bilanzgleichung 5.4 (mit $\partial U/\partial t = 0$) geben den momentanen Zustand des interplanetaren Mediums wieder.

In dem Modell von PARKER [Par58a] stellt sich für eine sphärisch symmetrische Heliosphäre ein Gleichgewicht zwischen der auswärts gerichteten konvektiven (durch den Sonnenwind angetriebenen) und der einwärts gerichteten, durch den Dichtegradienten bestimmten, diffusiven Strömung der kosmischen Strahlung ein:

$$v_{SoWi} U = D_r \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (5.5)$$

mit dem radialen Diffusionskoeffizienten D_r . Wird zusätzlich die adiabatische Dezeleration der Teilchen berücksichtigt, so ergibt sich die sog. 'Force-Field'-Gleichung als Näherungslösung der Bilanzgleichung 5.4 zur Beschreibung der Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung

$$C v_{SoWi} U = D_r \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (5.6)$$

mit dem 'Compton-Getting'-Faktor $C = 1 - (U/3) \frac{\partial}{\partial E} (\alpha E U)$. Der Faktor C berücksichtigt die Bewegung des Beobachters relativ zum Sonnenwind und ergibt sich zu etwa 1.5 für relativistische Teilchen. Komplexe Modulationsmodelle zur Lösung der Gleichung 5.4 finden sich z.B. bei LE ROUX et al. [LRPP96] und REINECKE et al. [RMM96].

Solare energiereiche Teilchen

Als weitere Komponente neben den galaktischen Teilchen werden bei chromosphärischen Eruptionen (Flares) solare Teilchen in das interplanetare Medium injiziert. Die Anzahl solarer Ereignisse variiert während eines Solarzyklus etwa in gleicher Weise wie die Anzahl der Sonnenflecken. Nahe des Minimums der Sonnenaktivität sind nur wenige kleinere Ereignisse zu beobachten.

Die Untersuchung solarer Ereignisse ist mit drei wesentlichen Zielen verbunden:

- (1) Man erhält Materieproben der Sonne, die, mit der spektroskopisch bestimmten photosphärischen Zusammensetzung verglichen, Rückschlüsse auf den Entstehungsort und dessen Eigenschaften zulassen.
- (2) Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und der Energiespektren der Teilchen läßt im Vergleich mit Messungen des elektromagnetischen Spektrums auf den Beschleunigungsprozeß schließen.
- (3) Die sich ausbreitenden Teilchen erlauben die Untersuchung des durchlaufenen Mediums zwischen der Quelle und dem Beobachtungsort.

Die solaren Ereignisse lassen sich hinsichtlich des Entstehungsortes in der Sonnenatmosphäre, der Topologie des Magnetfeldes, der Art des Beschleunigungsprozesses und der chemischen Zusammensetzung der freigesetzten energiereichen Teilchen in zwei Klassen unterteilen (CANE et al. [CMR86], PALLAVICINI et al. [PSV77]):

- *Impulsive* Ereignisse werden charakterisiert durch eine weiche Röntgen-Emission von weniger als einer Stunde und ereignen sich in geringen Höhen in der Sonnenkorona. Diese Ereignisse sind mit relativ einfachen Magnetfeldtopologien verbunden und enthalten eine

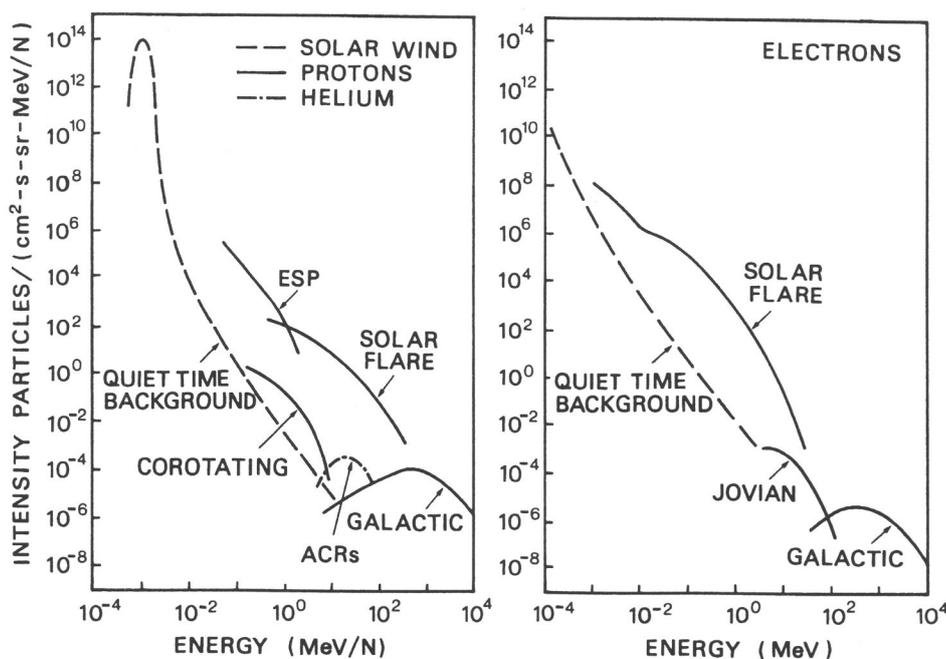


Abbildung 5.4: Energiespektren der verschiedenen Teilchenpopulationen in der inneren Heliosphäre (DRÖGE [Drö94]). Die gestrichelte Linie markiert das Plasma des Sonnenwindes. Nur sehr wenige solare Ereignisse im Aktivitätsmaximum erreichen die hohen Energien der galaktischen Komponente. Die Jupiter-Elektronen sind dem Bereich um 10 MeV zuzuordnen. Beim Helium zeigt sich die anomale Komponente (ACR) unterhalb von etwa 100 MeV/n, durch korotierende Wechselwirkungszonen (CIRs) beschleunigte Nukleonen erreichen bis etwa 10 MeV/n.

starke Anreicherung von ^3He im Verhältnis zum ^4He (KAHLER et al. [KRS⁺85]). Der Anteil beschleunigter Protonen ist gering gegenüber den Elektronen. Es werden in der Regel keine interplanetaren Stoßwellen beobachtet.

- *Graduale* Ereignisse sind verbunden mit einer langen Dauer der Röntgen-Emission und treten in größeren Höhen in der Korona auf. Die Magnetfeldtopologie ist komplex. Die freigesetzte Population entspricht der Zusammensetzung der Korona, ist reich an Protonen und oft verbunden mit einem koronalen Massenauswurf (*Coronal Mass Ejection CME*). Vor der CME bildet sich bei hinreichend großer Geschwindigkeit eine interplanetare Stoßwelle aus. Die Anzahl beschleunigter Teilchen ist größer als bei impulsiven Ereignissen.

Wichtige Hinweise auf den Beschleunigungsprozeß erhält man aus den gemessenen Energiespektren der Teilchen, so können z.B. die Energiespektren der Elektronen ebenfalls in zwei Klassen eingeteilt werden (DRÖGE et al. [DMEM89]). Die bei impulsiven Ereignissen auftretenden Spektren sind dabei eher durch stochastische Beschleunigung, die Spektren gradualer Ereignisse durch diffusive Stoßwellenbeschleunigung zu erklären.

In Abbildung 5.4 sind die Energiespektren der verschiedenen Teilchenpopulationen in der inneren Heliosphäre in Relation zum Plasma des Sonnenwindes zusammengestellt. Neben dem Fluß galaktischer Protonen und Helium-Kerne sowie der Elektronen der galaktischen kosmischen Strahlung sind typische Flare-Spektren schematisch angedeutet. Die anomale Komponente im Helium-Anteil sowie der Energiebereich der Beschleunigung durch korotierende Wechselwirkungszonen sind ebenfalls zu finden (DRÖGE [Drö94]).

Zunächst werden in dieser Arbeit die galaktischen Teilchen im solaren Minimum in den Messungen des EPHIN-Instruments untersucht. Dann wird das impulsive Ereignis vom 9. Juli 1996 vorgestellt und die Auswirkung der korotierenden Wechselwirkungszonen auf den Fluß hochenergetischer Teilchen sowie auf steckenbleibende Teilchen unterhalb von 53 MeV/n gezeigt.

5.2 Galaktische Teilchen im solaren Minimum

In der Einleitung ist in der Abbildung 1.4 die Langzeitmodulation der galaktischen kosmischen Strahlung über drei Solarzyklen in Korrelation mit der Aktivität der Sonne dargestellt. Die Sonnenaktivität und die Intensität der kosmischen Teilchen sind antikorreliert, d.h. bei niedriger solarer Aktivität ist das interplanetare Medium sehr ruhig, und die galaktischen Teilchen können ungehindert in das innere Sonnensystem vordringen (hoher Fluß). Bei aktiver Sonne ist das interplanetare Medium sehr turbulent, die galaktische kosmische Strahlung wird teilweise abgeschirmt und der Teilchenfluß nimmt ab.

Der Missionsüberblick in Abbildung 4.1 zeigt den Anstieg im Fluß hochenergetischer Teilchen zum solaren Minimum 1996/97 im Integralkanal des EPHIN-Instruments. Neben dem Anstieg in der Teilchenrate ist die Kurzzeitmodulation mit einer Periode von etwa 27 Tagen zu erkennen.

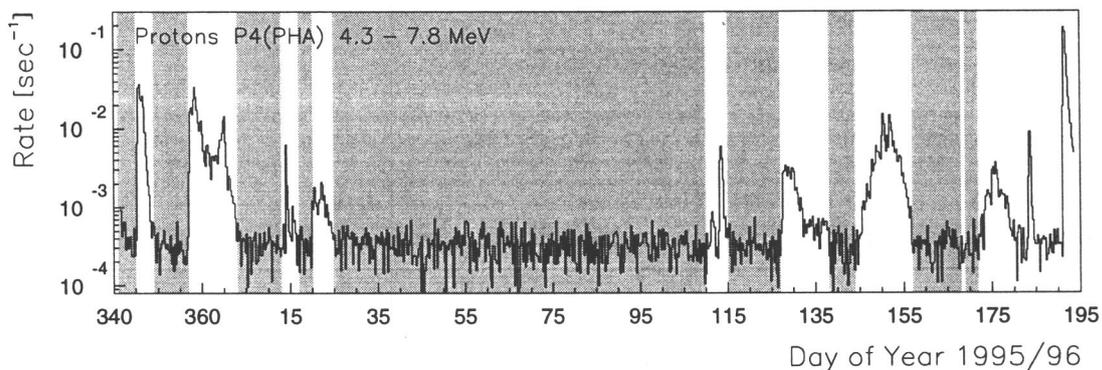


Abbildung 5.5: Festlegung der Perioden ruhiger Zeiten zur Untersuchung der galaktischen kosmischen Teilchen und der Modulation (Zeitraum DoY95341 bis 96171, 6 Std. Mittelwerte). Die grau unterlegten Bereiche sind Phasen ohne weitere Aktivität in den Protonen-, Helium- und Elektronenkanälen. P4(PHA) bezeichnet die mit der Maske in der Pulshöhenmatrix korrigierte Zählrate im Koinzidenzkanal P4.

Ein Überblick über die Energiespektren der Komponenten der galaktischen Teilchen im Bereich von 1 AU findet sich in der Einleitung in Abbildung 1.5. Die galaktische kosmische Strahlung besteht zum überwiegenden Teil aus Wasserstoff- und Heliumkernen. Für kinetische Energien unterhalb von 1–2 GeV/n beeinflusst die solare Modulation das Spektrum. Mit abnehmender Sonnenaktivität verschiebt sich das Maximum des Energiespektrums zu kleineren Energien (vgl. Abb. 1.5). Im Bereich von 100 MeV/n beträgt der Unterschied zwischen dem Sonnenfleckenminimum und -maximum etwa eine Größenordnung in der differentiellen Intensität.

Die Abbildung 5.5 zeigt die Festlegung der Perioden ruhiger Zeiten zur Untersuchung der galaktischen kosmischen Teilchen mit dem EPHIN-Instrument. Die unterlegten Bereiche markieren die Phasen außerhalb der Ereignisse in dem für Protonen empfindlichsten Koinzidenzkanal P4 (bereits mit Hilfe der Maske in der Pulshöhenmatrix korrigiert).

Die Raumsonde befindet sich bis zum Beginn des offiziellen Meßbetriebes am Tag 120/1996 in der Transfer-Phase zum Halo Orbit um den Lagrange-Punkt, jedoch zum Zeitpunkt des Einschalt-

tens des Instruments schon außerhalb des Einflusses der Erdmagnetosphäre. Die örtliche Veränderung um 0.01 AU und die nicht beständig in die Ebene der Ekliptik orientierte Blickrichtung des Instruments aufgrund von Drehungen der Raumsonde haben auf die Messung der isotrop einfallenden galaktischen kosmischen Teilchen keinen Einfluß und bleiben daher unberücksichtigt.

5.2.1 Energiespektrum galaktischer Protonen

Aufgrund der eingeführten Prioritätsspeicherplätze in der Konzeption des EPHIN-Instruments (siehe Kapitel 2) wird zu ruhigen Zeiten bei etwa 95 % der steckenbleibenden Teilchen der Energieverlust aller beteiligten Detektoren analysiert und im vollständigen Datensatz zur Bodenstation übertragen. Daher können die Energiespektren durch die in Kapitel 4 erarbeiteten Masken in hoher Auflösung aus den Pulshöhenmatrizen bestimmt werden. Die Korrektur auf den wahren Teilchenfluß durch die Auswertung der ebenfalls über die Masken korrigierten Koinzidenzzähler wird durchgeführt, ist aber unerheblich.

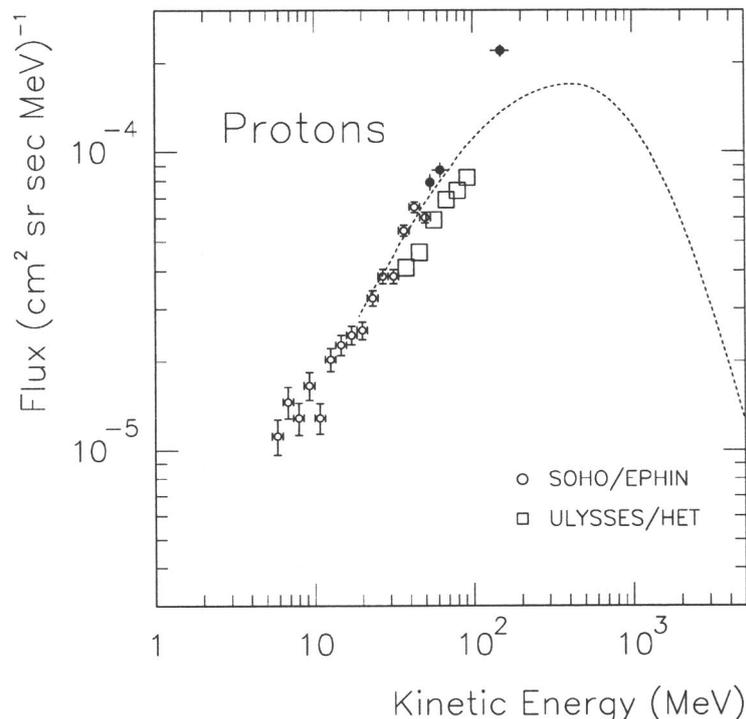


Abbildung 5.6: Energiespektrum galaktischer Protonen nahe dem solaren Minimum 1996. Die Werte bei hohen Energien (Symbol: voller Kreis) werden aus dem Integralkanal gewonnen (siehe Abschnitt 4.4). Aufgrund der Modulation liegen die Meßwerte des ULYSSES/HET vom Januar 1995 (SIMPSON et al. [SCL⁺95]) deutlich niedriger als die ein Jahr später vom EPHIN gemessenen Intensitäten. Die gestrichelte Kurve ist eine Anpassung mit dem sphärisch-symmetrischen Modulationsmodell nach FISK [Fis71] unter Verwendung der interstellaren Intensitäten aus GARCIA-MUNOZ et al. [GMPS90].

Die Abbildung 5.6 zeigt das Energiespektrum galaktischer Protonen im Januar 1996 (Zeitraum DoY96007 bis 96012). Dem Energiebereich steckenbleibender Protonen (4.3–53 MeV) wurden die hohen Energiekanäle aus dem Integralkanal hinzugefügt (voller Kreis, siehe Abschnitt 4.4), so daß der Fluß galaktischer Protonen bis etwa 160 MeV bestimmt wurde.

Als Vergleich sind die ein Jahr zuvor mit dem HET-Instrument auf der Raumsonde ULYSSES ermittelten Werte vom Januar 1995 eingetragen (SIMPSON et al. [SCL⁺95]). ULYSSES befand

sich zu diesem Zeitpunkt bei etwa 30° südlicher Breite auf dem Weg zur Ekliptik-Passage vom Südpol zum Nordpol der Sonne. Das mit dem HET bestimmte Spektrum liegt durch den Einfluß der Modulation (steigende Intensität der galaktischen Teilchen mit weiterhin abnehmender Sonnenaktivität) etwa 15 % unterhalb des mit dem EPHIN-Instrument ermittelten Teilchenflusses.

Das sphärisch-symmetrische Modulationsmodell nach FISK [Fis71] bestimmt das Energiespektrum galaktischer Protonen und Helium-Kerne durch einen Fixpunkt des Teilchenflusses im nichtmodulierten hochenergetischen Bereich (z.B. bei 10 GeV/n) und eine Anpassung durch die Variation des (für Protonen und Helium als gleich angenommenen) Diffusionskoeffizienten. Die interstellaren Intensitäten wurden entnommen bei GARCIA-MUNOZ et al. [GMPS90].

Die in Abbildung 5.6 gestrichelt eingezeichnete Anpassung wurde vor der Bestimmung der Flüsse durchdringender Teilchen aus dem Integralkanal des EPHIN-Instruments durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.4) und liegt bei der höchsten Energie zu niedrig. Die Verwendung eines komplexen Modulationsmodells (z.B. LE ROUX et al. [LRPP96]) und des erweiterten Energiebereichs des Instruments führt zu einer besseren Übereinstimmung zwischen dem Modell und der gemessenen Intensität (HAASBROEK und POTGIETER, priv. Mtlg.). Der Bereich des Anstiegs mit $I(E) \propto E^{+1}$ wird schon mit dem einfachen Modell gut beschrieben.

Im Energiebereich steckenbleibender Protonen (siehe Abb. 5.6) ergibt sich im Detail beim Übergang zwischen den tieferliegenden Detektoren ein zu niedriger Wert in der Intensität: von Detektor C auf D bei 25 MeV, Detektor D auf E bei 41 MeV und E auf F bei 53 MeV. Der Geometriefaktor wird im Übergang durch die Verwendung der Plateauwerte zu groß angenommen (siehe Tabelle 2.10) und somit eine zu niedrige Intensität bestimmt. Daher sind genauere Verfahren unter Verwendung der energieabhängigen Responsefunktionen erforderlich, um auch in den Übergangsbereichen systematische Fehler zu vermeiden und die wahre Intensität zu ermitteln.

5.2.2 Die anomale Komponente: ^4He

Das Energiespektrum der ^4He -Kerne in Abbildung 5.7 unterscheidet sich deutlich von dem Energiespektrum der Protonen: zum Fluß galaktischer ^4He -Kerne fügt sich unterhalb von 100 MeV/n die sog. anomale Komponente hinzu und bildet bei etwa 20–30 MeV/n ein Maximum aus (vgl. Abb. 5.4, siehe auch z.B. BISWAS [BDBD93]; FISK [Fis86]; CUMMINGS und STONE [CS96]).

Die anomale Komponente besteht im Unterschied zu den vollständig ionisierten galaktischen Heliumkernen aus einfach geladenem Helium, das zunächst neutral aus dem interstellaren Raum in die Heliosphäre einfällt und durch die UV-Strahlung der Sonne ionisiert wird. Der Sonnenwind transportiert die nun geladenen Teilchen nach außen, wo diese an der Stoßwelle zum interstellaren Raum, dem 'termination shock', beschleunigt werden und mit einem Energiegewinn wieder in das innere Sonnensystem eindringen.

Das in Abbildung 5.7 gestrichelt eingezeichnete galaktische Spektrum wurde ebenfalls mit dem sphärisch-symmetrischen Modulationsmodell nach FISK [Fis71] bestimmt, wobei derselbe Diffusionskoeffizient wie bei den Protonen benutzt wurde. Durch die Verwendung des Integralkanals zur Bestimmung der hochenergetischen Teilchenflüsse mit dem EPHIN-Instrument (voller Kreis, siehe Abschnitt 4.4) wird der Übergang der anomalen Komponente in den galaktischen Fluß von ^4He deutlich: es entsteht ein Minimum im Energiebereich von 126–193 MeV/n im Kanal H126.

Konsistent mit der beim Protonenspektrum diskutierten Abweichung der Anpassung des sphärisch-symmetrischen Modells bei hohen Energien liegt auch der aus dem Integralkanal bestimmte Heliumfluß systematisch oberhalb des FISK-Modells. Eine erneute Anpassung mit einem veränderten Diffusionskoeffizienten wird sowohl den Protonen- als auch den Heliumfluß in gleicher Weise besser treffen. Die Verwendung des erweiterten Modulationsmodells (LE ROUX et al., s.o.) beschreibt sowohl das galaktische Spektrum als auch die anomale Komponente im Heliumfluß übereinstimmend gut (HAASBROEK und POTGIETER, priv. Mtlg.).

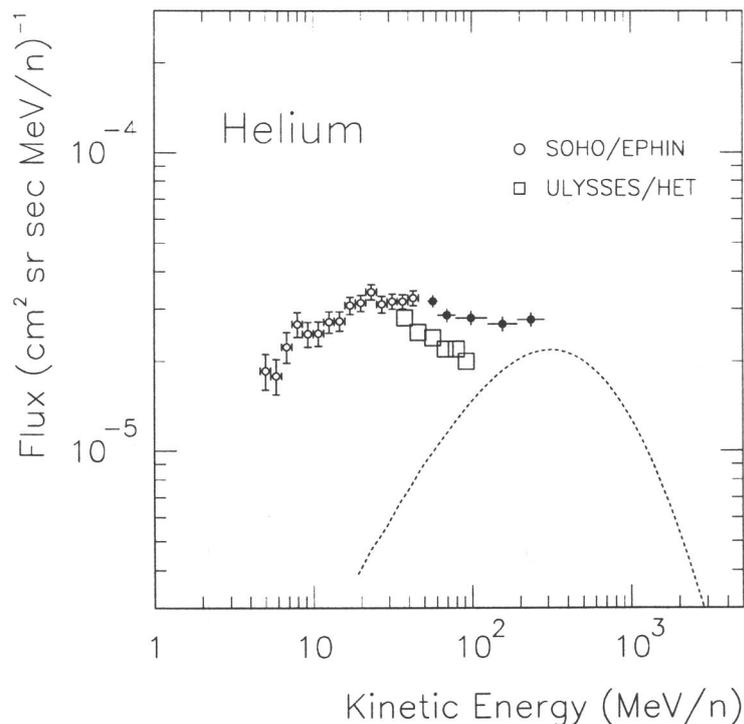


Abbildung 5.7: Energiespektrum galaktischer ^4He -Kerne nahe dem solaren Minimum 1996. Die Werte bei hohen Energien (Symbol: voller Kreis) wurden aus dem Integralkanal gewonnen. Das im Januar 1996 vom EPHIN gemessene Spektrum liegt aufgrund der Modulation etwas höher als die Werte des ULYSSES/HET ein Jahr zuvor (im Januar 1995, SIMPSON et al. [SCL⁺95]). Die gestrichelte Kurve ist eine Anpassung mit dem sphärisch-symmetrischen Modulationsmodell nach FISK [Fis71] mit demselben Diffusionskoeffizienten wie bei den Protonen, und den interstellaren Intensitäten aus GARCIA-MUNOZ et al. [GMPS90].

Der Vergleich mit dem HET-Instrument auf der Raumsonde ULYSSES (SIMPSON et al.) zeigt in Abbildung 5.7 auch beim ^4He die bereits beim Protonenspektrum diskutierte höhere Intensität in den EPHIN-Werten durch den Einfluß der Modulation zum solaren Minimum hin.

Durch den Anteil der anomalen Komponente überwiegt unterhalb von etwa 22 MeV/n der Heliumfluß mit seinem charakteristischen Energieverlauf gegenüber dem Fluß der Protonen. Das sog. 'p/ α -Verhältnis' kann daher nur unter Angabe eines definierten (kleinen) Energiebereichs sinnvoll angegeben werden und ist bei etwa 22 MeV/n gleich 1 (vgl. Abb. 5.6 und 5.7). Für die Energiespektren der Protonen und der anomalen Komponente im solaren Minimum 1977 fanden EVENSON et al. [EGMM⁺83] die Gleichheit der Intensität bei 20–25 MeV/n. Die absoluten Intensitäten sind im Rahmen der Fehlerbalken in Übereinstimmung.

5.2.3 Bestimmung des ^3He -Anteils

Durch die Auswertung der Teilcheneinfälle in übereinanderliegenden Segmenten der Detektoren A und B wird die zulässige Weglängenvariation beim Durchlaufen der Detektoren eingeschränkt, daher wird in den Pulshöhenmatrizen der sog. 0. Ordnung der galaktische Anteil an ^3He -Kernen erkennbar.

Die Anwendung der definierten Masken in den Pulshöhendaten (siehe Tabelle 4.1) erlaubt die Bestimmung des Energiespektrums der ^3He -Komponente. Das in Abbildung 5.8 wiedergegebene

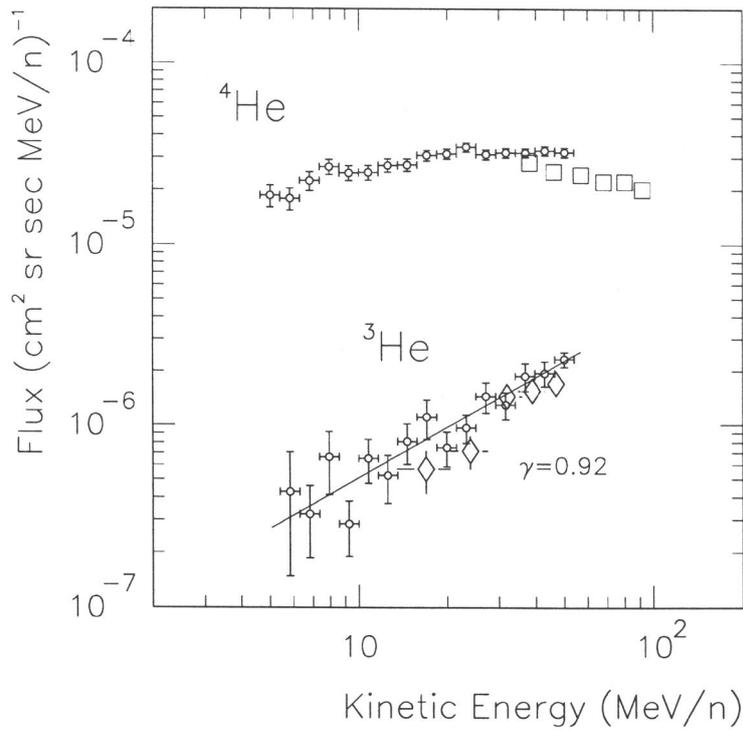


Abbildung 5.8: Das Energiespektrum der ^3He -Komponente im Vergleich zum ^4He aus Abbildung 5.7 zeigt: im ^3He ist kein anomaler Anteil erkennbar. Die Steigung des ^3He -Spektrums liegt bei $\gamma \approx +1$ und ist vergleichbar mit der Steigung des Protonenspektrums. Werte \diamond entnommen bei MEWALDT [Mew95].

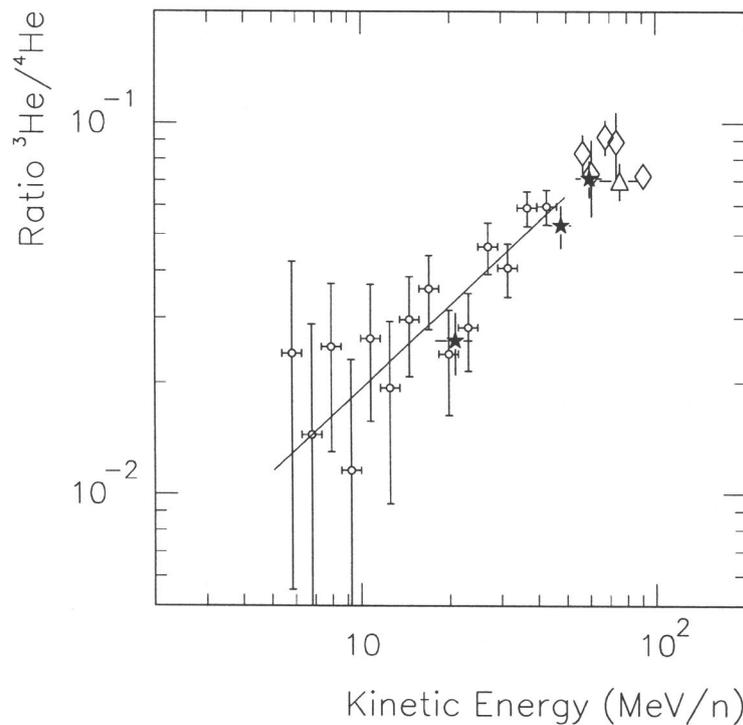


Abbildung 5.9: Das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis in ruhigen Zeiten aus Abbildung 5.8. Der ^3He -Anteil steigt mit zunehmender Energie an und erreicht bei etwa 40 MeV/n einen Wert von 7%. Werte \diamond und \star entnommen bei MEWALDT [Mew88], \triangle bei KROEGER [Kro86].

^3He -Spektrum unterscheidet sich deutlich von dem durch die anomale Komponente dominierten Energiespektrum der ^4He -Kerne in Abbildung 5.7 und belegt durch den Verlauf mit einer Steigung von $\gamma \approx +1$: es ist keine anomale Komponente im ^3He -Spektrum erkennbar.

Die Abbildung 5.9 zeigt das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis zu ruhigen Zeiten aus den Werten der Abbildung 5.8. Mit steigender Energie nimmt der ^3He -Anteil zu und erreicht bei etwa 40 MeV/n einen Wert um 7%. Sowohl in der absoluten Intensität als auch im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis befinden sich die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen von MEWALDT [Mew88] im solaren Minimum 1977 und KROEGER [Kro86] im Jahr 1978.

5.2.4 Nachweis von Deuterium

Die Abbildung 5.10 zeigt den aus den Pulshöhenmatrizen bestimmten Anteil galaktischer Deuterium-Kerne für den Einfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente in den Detektoren A und B) im Vergleich mit dem Energiespektrum von Protonen aus Abbildung 5.6. Durch Energieverlustrechnungen wurde die Energie zum Erreichen des Detektors F für Deuterium zu 35.4 MeV/n bestimmt, daher endet das gemessene Spektrum steckenbleibender Deuterium-Kerne bei dieser Energie.

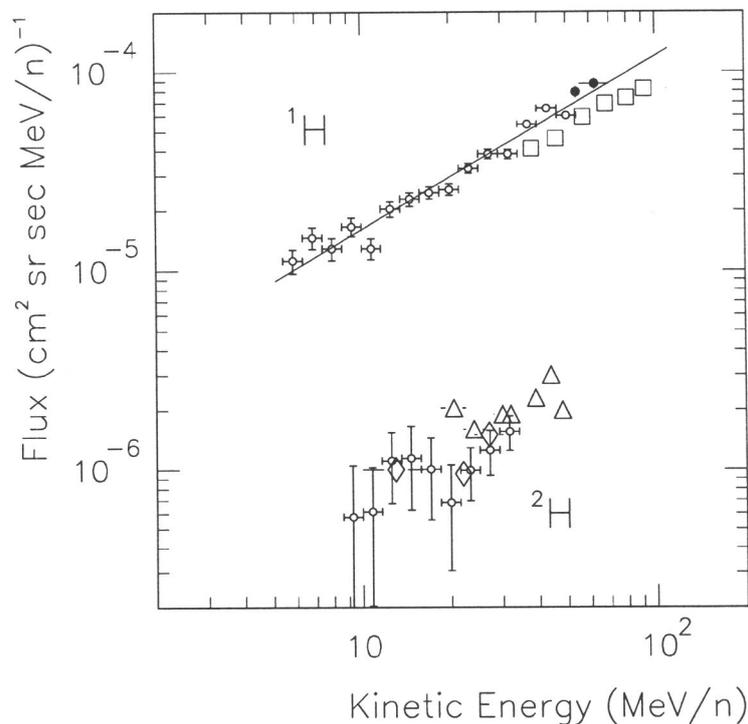


Abbildung 5.10: Energiespektrum von galaktischen Deuterium-Kernen im Vergleich mit dem Spektrum von Protonen aus Abbildung 5.6. Die eingezeichnete Anpassung bei den Protonen entspricht einer Steigung mit $\gamma = +0.95$. Die Fehlerbalken sind beim Deuterium aufgrund der kleinen Teilchenflüsse vergleichsweise groß. Der Anteil Deuterium-Kerne zu Protonen kann im Energiebereich steckenbleibender Teilchen zu etwa 3–4% Prozent abgeschätzt werden. Werte \diamond entnommen bei MEWALDT [Mew95] und Δ bei SEO et al. [SOS⁺91].

Die eingezeichnete Anpassung bei den Protonen (nach der Methode der kleinsten Abstandsquadrate) entspricht einer Steigung mit $\gamma = +0.95$. Die Fehlerbalken beim Deuterium sind

aufgrund der kleinen Teilchenflüsse vergleichsweise groß und lassen mit den derzeitigen Methoden noch eine unsichere Aussage über den Verlauf des Energiespektrums zu. Der Anstieg ist jedoch verträglich mit der Steigung des Protonenspektrums.

Der Anteil Deuterium-Kerne in der galaktischen kosmischen Strahlung kann im Vergleich zu den Protonen im untersuchten Energiebereich steckenbleibender Teilchen zu etwa 3–4% abgeschätzt werden. Dies ist in Übereinstimmung mit Untersuchungen von LOPATE [Lop95] im Energiebereich von 19 bis 45 MeV/n.

Das Deuterium entsteht (wie das galaktische ^3He) im interstellaren Raum aus der Fragmentierung schwerer Kerne (vorwiegend ^4He), aber auch durch die Wechselwirkung hochenergetischer galaktischer Protonen mit den Protonen des neutralen Wasserstoffs im interstellaren Medium. Nach MEYER [Mey72] und FERRANDO [Fer93] hat die p-p Wechselwirkung einen Wirkungsquerschnitt mit einem Maximum bei einer Energie von 600 MeV und erzeugt einen Deuterium-Fluß mit einem Maximum im Spektralverlauf bei 150 MeV/n. Durch die Auswertung des Integralkanals des EPHIN-Instruments wird dieser Energiebereich erreichbar sein.

Für weitere Untersuchungen zum Deuterium-Anteil ist es sinnvoll, Daten über einen längeren Zeitraum zu akkumulieren. Die hier verwendeten Pulshöhenmatrizen enthalten die Daten der 6 Tage im Januar 1996 von DoY96007 bis 96012.

Des weiteren muß zur Untergrundkorrektur der Beitrag von Helium durch Streuvorgänge und durch die Absorption in passiver Materie sowie beim Durchgang durch die Segmentlücken der Detektoren A und B genauer berücksichtigt werden. Dieser Anteil ist als Untergrund zwischen den Ortskurven der Protonen und Helium-Kerne zu erkennen. In der hier dargestellten Untersuchung wurden die Masken der Deuterium-Kerne parallel-verschoben und die benachbarten Einträge als Untergrund in der Zählrate abgezogen (siehe Abb. 4.4).

5.2.5 Elektronen zu ruhigen Zeiten

Die Elektronen der galaktischen kosmischen Strahlung können mit der in Abschnitt 4.3.3 diskutierten Korrektur auf relativistische 2-Teilchen- und 1-Teilchendurchgänge (siehe Abbildung 4.11 und 4.12 sowie Tabelle 4.4) ausgewertet werden. Aufgrund der Vielfachstreuung der Elektronen ist eine Begrenzung des Winkelbereichs einfallender Teilchen nicht sinnvoll, daher wird der Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung untersucht.

Unter Benutzung der simulierten Responsefunktionen für die unterschiedlichen Eindringtiefen der Teilchen (siehe Abbildung 2.17) kann aus den Pulshöhenmatrizen das Energiespektrum galaktischer Elektronen in Abbildung 5.11 bestimmt werden. Das Spektrum zeigt eine charakteristische Veränderung im Energiebereich von etwa 4–5 MeV und ist bei hohen Energien steiler.

Die Messungen von Elektronen auf der Raumsonde ULYSSES während der 'cruise phase' zum Jupiter (1990, in der Ekliptik) schließen sich oberhalb von etwa 10 MeV in guter Übereinstimmung an (RASTOIN [Ras95]).

Die Untersuchungen von MOSES [Mos87] auf ICE zur 2. Jahreshälfte 1984 (solares Minimum) wurden der Abb. 5.11 hinzugefügt (Mittelwerte über 6 Monate, siehe auch FERRANDO et. al. [FDR⁺91]). Die Werte stimmen gut mit den Messungen des EPHIN-Instruments überein.

Im unteren Energiebereich liegen bislang wenige Untersuchungen vor. Als weiteres COSTEP-Instrument an Bord von SOHO schließt sich das LION-Instrument unterhalb von 300 keV an den Energiebereich des EPHIN an. Ein erstes gemeinsames Energiespektrum zu Ereigniszeiten (DoY96191) im Bereich von 40 keV bis etwa 15 MeV zeigt eine gute Übereinstimmung im Spektralverlauf (LION-Daten von ELENDF, priv. Mtlg.).

Die Bestimmung des Energiespektrums unterhalb von 400 keV ist mit dem EPHIN-Instrument noch etwas unsicher, da der energieabhängige Geometriefaktor aus der Monte-Carlo-Simulation

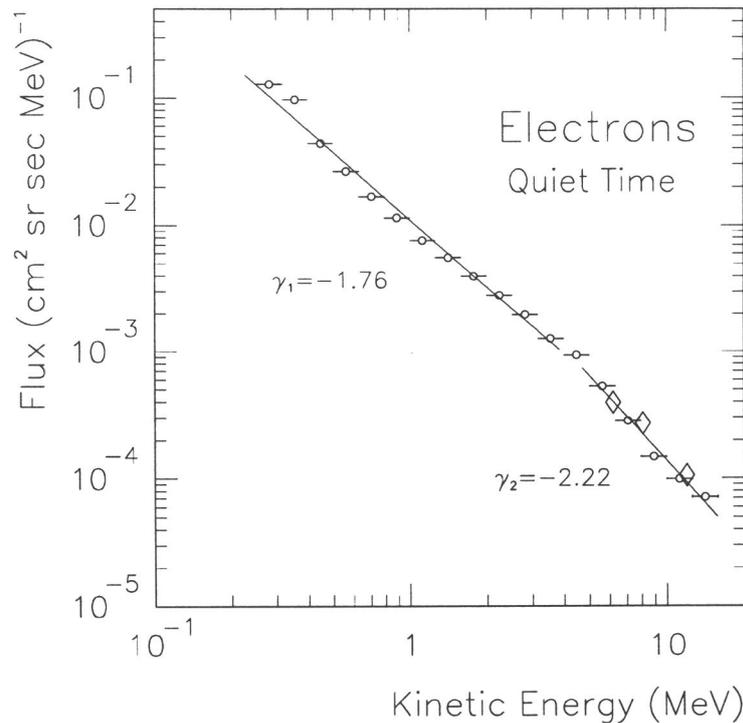


Abbildung 5.11: Energiespektrum galaktischer Elektronen im Zeitraum DoY95341 bis 96171 (ruhige Zeiten nach Abbildung 5.5). Zur Erstellung des Energiespektrums aus den Pulshöhendaten wurden die Korrekturen nach Abbildung 4.11 und 4.12 in Abschnitt 4.3.3 angewandt. Das Spektrum zeigt eine charakteristische Veränderung bei etwa 4–5 MeV und wird zu hohen Energien deutlich steiler. Die Werte \diamond entstammen Untersuchungen von MOSES [Mos87] auf ICE (6-Monats-Mittelwerte 2. Hälfte 1984).

für diesen Energiebereich eine zu grobe Stufung (200 keV Schrittweite, vgl. Abbildung 2.17) enthält. Zur Reduzierung des systematischen Fehlers sind daher weitere Simulationsrechnungen notwendig, um das Ansprechverhalten des Instruments im Energiebereich des Kanals E150 zu bestimmen.

5.3 Das solare Ereignis am 9. Juli 1996

Nach einer Anzahl kleiner Ereignisse wird am 9. Juli 1996 das erste größere Ereignis mit dem EPHIN-Instrument beobachtet (siehe Missionsüberblick in Abbildung 4.1).

Die Abbildung 5.12 zeigt den Zeitverlauf des Ereignisses DoY96191 in den Zählraten der Elektronenkanäle E150 und E300 sowie in den korrigierten Nukleonenkanälen P4, P8 und H4, H8 (nach Korrektur durch die Masken in den Pulshöhenmatrizen). Die Messung der Sonnenwindgeschwindigkeit und des Magnetfeldes erfolgt durch die Raumsonde WIND, die sich zu dieser Zeit ebenfalls am Lagrange-Punkt L1 befindet.

Es handelt sich bei diesem Ausbruch um ein *impulsives* Ereignis mit einem Anstieg um mehr als 2 Größenordnungen im Fluß der niederenergetischen Elektronen (0.25–0.7 MeV) und einem – im Verhältnis zu den Elektronen – geringen Anteil beschleunigter Protonen mit Energien oberhalb von 4.3 MeV. Im Missionsverlauf findet das EPHIN-Instrument erstmals einen deutlichen Anteil Helium in einem Ereignis.

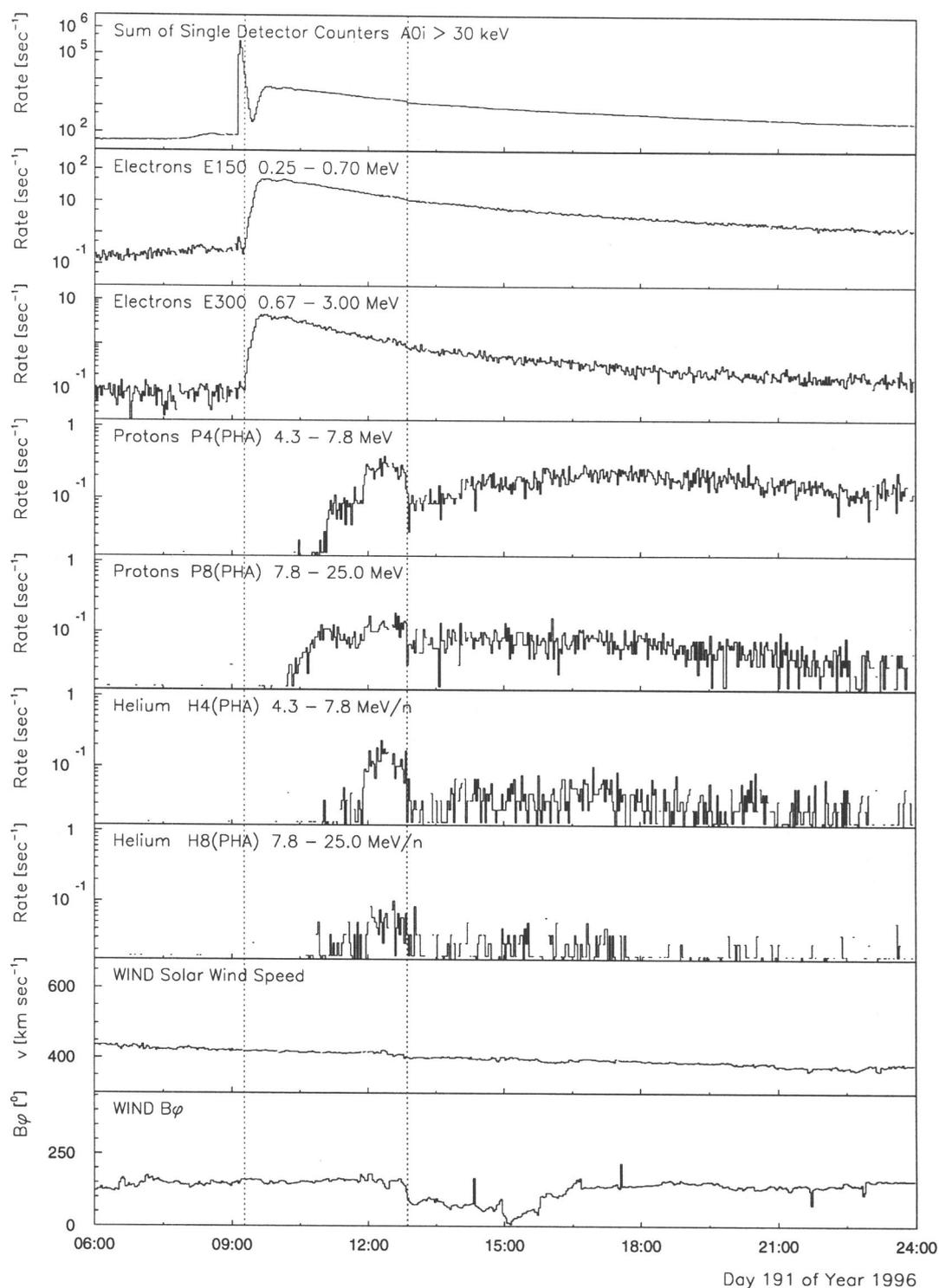


Abbildung 5.12: Zeitverlauf des impulsiven Ereignisses am 9. Juli 1996 (DoY96191, 2 min Mittelwerte). Der Frontdetektor A (*oben*) zeigt um 09:09 UT einen starken Anstieg (bis in die Sättigung): ein Röntgen-Flare wird sichtbar durch die Erzeugung von Sekundärelektronen in den Frontfolien sowie im ersten Detektor. Der Anstieg der Elektronenkanäle E150 und E300 markiert den Beginn des Teilchenereignisses um 09:18 UT (*linker Marker*). Aufgrund ihrer niedrigen Geschwindigkeit treffen die Protonen deutlich später ein, die höherenergetischen im Zählkanal P8 vor denen im P4. In diesem Ereignis sind erstmals auch ^4He -Anteile vorhanden. Eine Veränderung im Magnetfeldazimuth $B\phi$ um 12:50 UT (*rechter Marker*) wirkt sich auf die Nukleonenraten aus: das Feld dreht sich aus der EPHIN-Apertur heraus, der nachgewiesene Fluß der zuerst am Meßort eintreffenden feldparallelen Teilchen sinkt. Mit Eintreffen einer mehr isotropen Verteilung im Ereignisverlauf finden wieder Teilchen die Apertur und der gemessene Fluß steigt erneut an.

Das Ereignis wird eingeleitet von einem Röntgen-Flare (um 09:09 UT), der durch die Erzeugung von Sekundärelektronen im Eingangsbereich des Teleskopes in der Zählrate des Frontdetektors A für etwa 30 Minuten zu erkennen ist. Die Röntgen-Emission kann in den Beobachtungen der GOES-Raumsonde im Wellenlängenbereich von $0.5-3 \text{ \AA}$ (entspr. $4.1-24.8 \text{ keV}$) und von $1-8 \text{ \AA}$ ($1.6-12.4 \text{ keV}$) zeitgleich identifiziert werden.

Das Eintreffen der Elektronen im Anstieg der Kanäle E150 und E300 markiert den Beginn des Teilchenereignisses um 09:18 UT. Elektronen mit einer Energie von 200 keV bewegen sich mit 70% der Lichtgeschwindigkeit und erreichen daher nur wenig verzögert entlang der Archimedischen Spirale den Meßort, im Vergleich zu den Röntgen-Quanten, die durch die geradlinige Ausbreitung das Raumfahrzeug schon 8 Minuten nach der Emission in der Chromosphäre erreichen.

Protonen mit einer Energie von 4 MeV haben eine Geschwindigkeit von etwa $28\,000 \text{ km/s}$ und werden daher erst deutlich später vom Instrument detektiert (nach mehr als 1 Stunde, um 10:50 UT), wobei zunächst die Teilchen den Meßort erreichen, die sich feldparallel ausgebreitet haben. Die Protonen mit etwas höherer Energie treffen früher ein (10:17 UT im Kanal P8).

Eine Veränderung im Magnetfeld während des Ereignisses wirkt sich auf die Nukleonentraten deutlich aus: das Feld dreht aus der EPHIN-Apertur heraus (12:50 UT) mit der Folge, daß der nachgewiesene Fluß der zuerst am Meßort eintreffenden feldparallelen Teilchen sinkt. Erst bei Eintreffen einer mehr isotropen Verteilung im weiteren Ereignisverlauf finden wieder Teilchen in die Apertur, und der gemessene Fluß steigt erneut an. Der Ereignisverlauf (in den Meßdaten) wird also auch durch die Blickrichtung des Instruments bestimmt. In den Elektronen zeigt sich keine Reaktion auf die Veränderung der Feldrichtung, da diese Teilchen aufgrund ihrer höheren Geschwindigkeit bereits eine nahezu isotrope Verteilung angenommen haben.

Im Maximum der Röntgen-Emission, am Anfang des Ereignisses, verursacht der hohe Fluß von Röntgen-Quanten eine Intensität sekundärer Elektronen, die die Zählkanäle der Segmente des Detektors A für mehrere Minuten in den Bereich der Sättigung führt. Das häufige Ansprechen der Diskriminatoren erzeugt für die Koinzidenzkanäle ein Totzeit, die zu diesem Zeitpunkt *vor* dem Eintreffen der Teilchen aus dem Ereignis lediglich den Nachweis der zu dieser Zeit noch dominanten Population der galaktischen Teilchen um etwa 50% reduziert. Bei langanhaltenden Röntgen-Emissionen *impulsiver* Ereignisse, aber insbesondere bei der langen Dauer der Röntgen-Emission bei *gradualen* Ereignissen besteht daher die Gefahr, daß die Röntgen-Strahlung sowohl die Anstiegsflanke als auch einen Teil des Verlaufes des Teilchenereignisses überdeckt (!).

Energiespektren

Aus den Pulshöhenmatrizen des Ereignisses DoY96191 lassen sich mit den in Kapitel 4 angegebenen Masken die Energiespektren der Teilchenspezies bestimmen. Da durch die hohen Teilchenflüsse nur noch ein Teil der einfallenden Population im Energieverlust der beteiligten Detektoren analysiert und übertragen wird, muß der wahre Teilchenfluß durch korrigierte Koinzidenzzähler ermittelt werden, indem der Anteil der Teilchen innerhalb einer Maske zum Gesamteintrag eines Koinzidenztyps in der Pulshöhenmatrix als Korrekturfaktor angewandt wird. Dieser Faktor verändert sich im Verlauf des Ereignisses.

Die Abbildung 5.13 zeigt das Energiespektrum der Protonen im Ereignis vom 9. Juli 1996. Das Spektrum der galaktischen Protonen wurde als Untergrund abgezogen (vgl. Abb. 5.6). Aufgrund der geringen Anzahl von Einträgen in den Pulshöhenmatrizen, die von den einfallenden Elektronen dominiert werden, wurde zur Erstellung dieses Spektrums über das Ereignis integriert. Der über das Ereignis gemittelte Spektralindex ergibt sich zu $\gamma = -2.83$.

Das Energiespektrum des ^4He -Anteils im Ereignis DoY96191 zeigt die Abbildung 5.14 nach Abzug des Untergrunds an galaktischen ^4He -Kernen und der anomalen Komponente (vgl. Abbil-

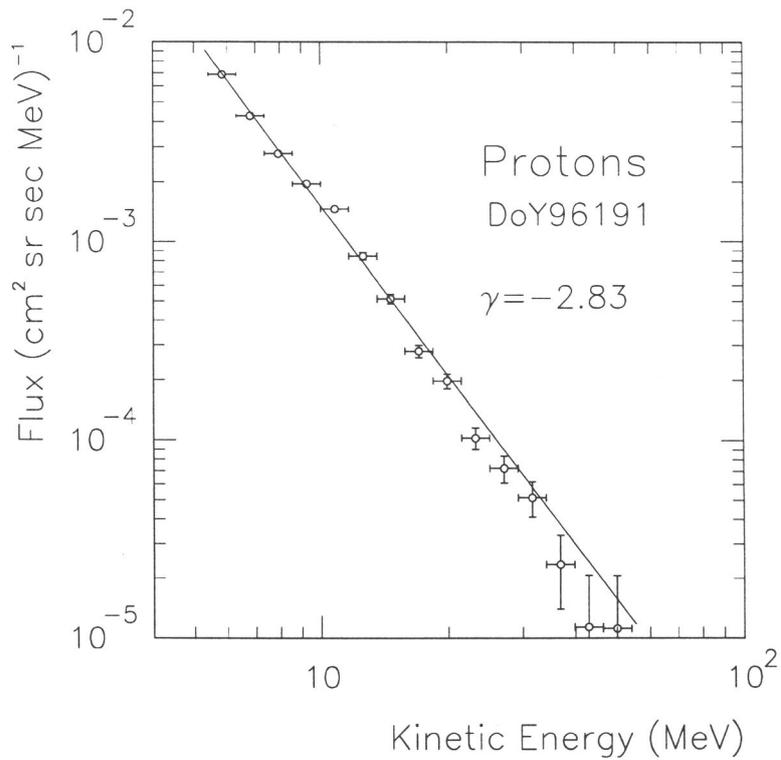


Abbildung 5.13: Energiespektrum der Protonen im Ereignis DoY96191 nach Abzug des Untergrundspektrums der galaktischen Protonen. Es sind Protonen mit Energien von über 30 MeV vorhanden. Aufgrund des geringen Teilchenflusses wurde über den Ereignisverlauf integriert.

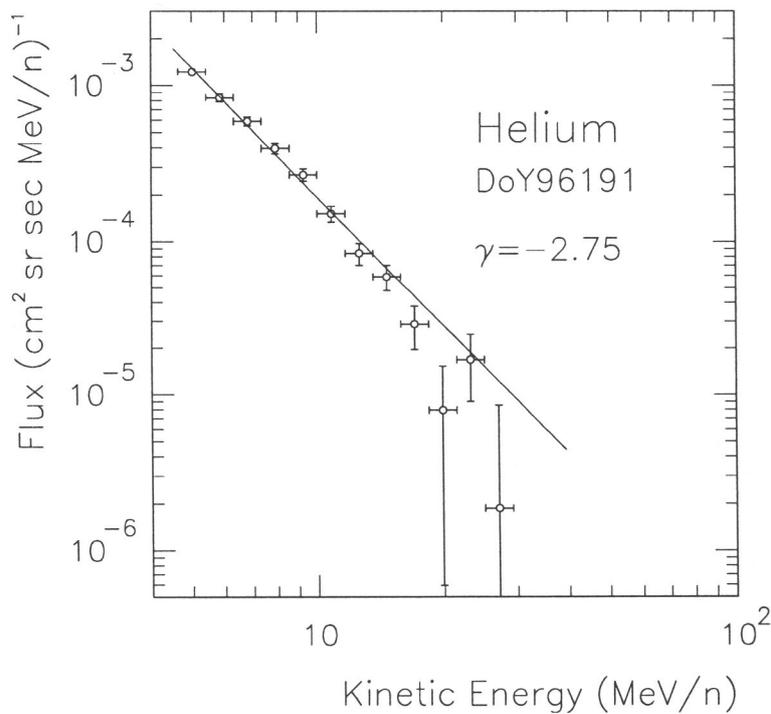


Abbildung 5.14: Energiespektrum der solaren ^4He -Kerne im Ereignis DoY96191 nach Abzug des Untergrundspektrums nach Abb. 5.7 (über den Ereignisverlauf integriert). Es werden ^4He -Kerne mit Energien bis zu 20 MeV/n gemessen.

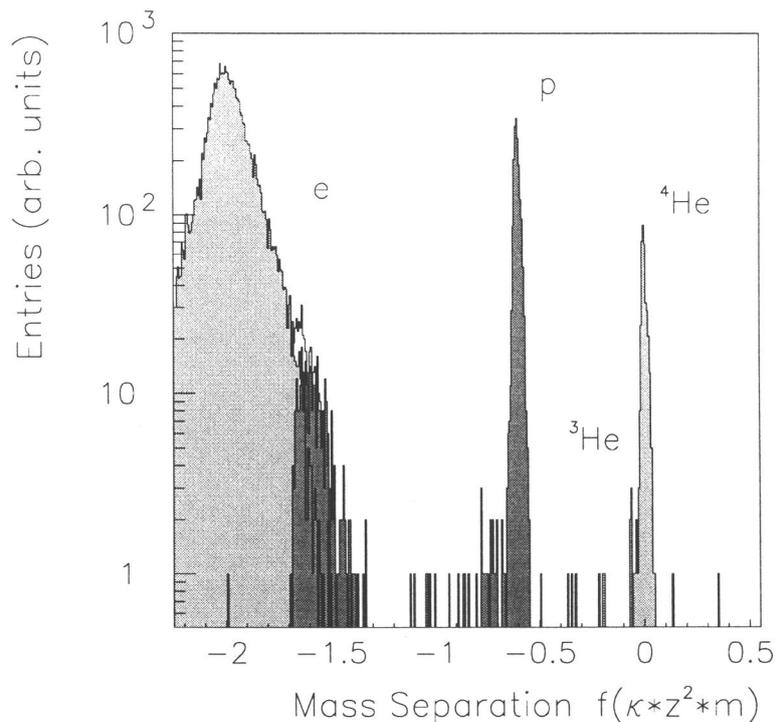


Abbildung 5.15: Massenhäufigkeit $f(\kappa z^2 m)$ für Protonen, ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ sowie Elektronen im solaren Ereignis DoY96191, ermittelt durch die Projektion entlang der ${}^4\text{He}$ -Schwerpunktcurve (siehe Gl. 3.2, Abb. 3.7) für die Eindringtiefe 2 (Kanäle E150, P4 und H4). Durch die Beschränkung auf den Einfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente) werden geringe Anteile von ${}^3\text{He}$ erkennbar (vgl. Abb. 4.4).

dung 5.7). Aufgrund des geringen Teilchenflusses wurde zur Bestimmung des Energiespektrums über das Ereignis integriert. Der Spektralindex läßt sich bestimmen zu $\gamma = -2.75$.

In den Pulshöhenmatrizen ist nur ein geringer Anteil von ${}^3\text{He}$ -Kernen im Ereignisverlauf zu finden. Die Abbildung 5.15 zeigt das Ergebnis der Bestimmung der Massenhäufigkeit für die Eindringtiefe 2 (Kanäle E150, P4 und H4) und den Teilcheneinfall 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente). Als obere Grenze des ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnisses läßt sich ein Wert von $1.3 \pm 0.7\%$ angeben. In der Darstellung für den Teilcheneinfall bei voller Aperturöffnung ist der ${}^3\text{He}$ -Anteil nicht erkennbar.

Dieses Ergebnis eröffnet die Möglichkeit, die Bedeutung der Unterteilung in *impulsive* und *graduale* Ereignisse noch einmal genauer – und insbesondere im Hinblick auf die zugrundeliegenden Beschleunigungsmechanismen – zu hinterfragen. So scheinen die *impulsiven* Ereignisse in zwei Gruppen zu zerfallen: die kleinen ${}^3\text{He}$ -reichen Ereignisse, wie in KAHLER et al. [KRS⁺85] oder REAMES et al. [RKS91], und die größeren Ereignisse, die zwar elektronenreich sind und nicht von einer Stoßwelle im interplanetaren Medium begleitet werden, aber nicht zwingend im ${}^3\text{He}$ -Anteil über die bisher übliche Nachweisgrenze von 0.1 im ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis angereichert sind (KALLENRODE et al. [KCW92]).

Elektronen

Das Energiespektrum der Elektronen im Ereignis vom 9. Juli 1996 ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Es wurde über die erste Stunde des Ereignisses integriert (09:18 bis 10:18 UT) und das Untergrundspektrum der galaktischen Elektronen abgezogen (vgl. Abbildung 5.11).

Das Elektronenspektrum zeigt eine charakteristische Veränderung im Bereich von 1–2 MeV und wird zu größeren Energien deutlich flacher. DROEGE [Drö95] findet eine entsprechende Veränderung im Elektronenspektrum solarer Ereignisse bei ungefähr 4–5 MeV. Dies ist im Rahmen der unterschiedlichen Energieauflösung der Messungen miteinander verträglich.

Der Ereignisverlauf in Abbildung 5.12 belegt einen schnelleren Rückgang in der Intensität der energiereichen Elektronen im Kanal E300 gegenüber dem Intensitätsabfall im Kanal E150, d.h. das Spektrum wird mit der Zeit zunehmend steiler (die niederenergetischen Anteile bleiben durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Ausbreitungsbedingungen länger vorhanden).

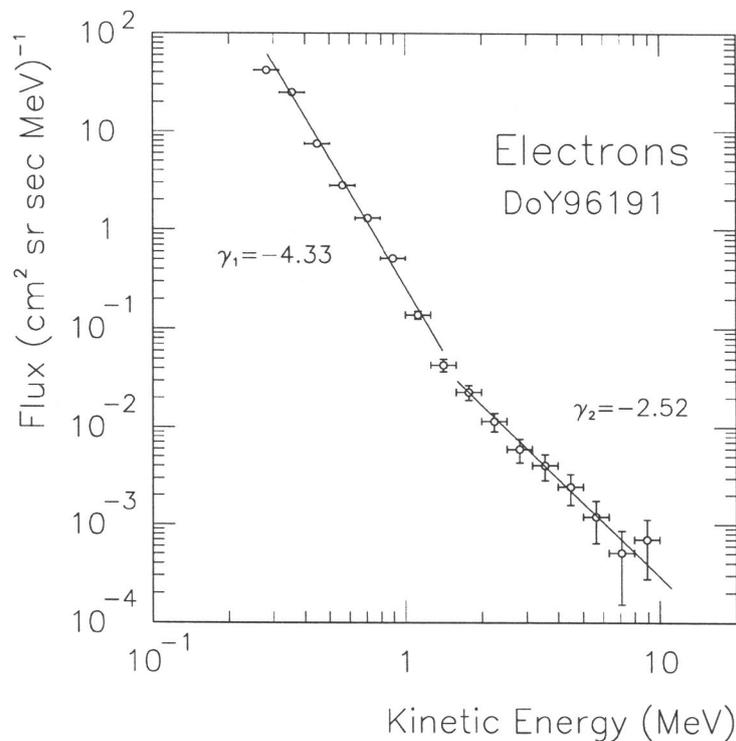


Abbildung 5.16: Energiespektrum der Elektronen im Maximum des Ereignisses DoY96191 (09:18 bis 10:18 UT) nach Abzug des Untergrundspektrums der galaktischen Elektronen. Im Bereich von 1–2 MeV ändert sich das Spektrum und wird zu großen Energien deutlich flacher. Im weiteren Verlauf des Ereignisses (vgl. Abbildung 5.12) geht der Anteil energiereicher Elektronen schneller zurück als der niederenergetische: bei abnehmendem Teilchenfluß wird das Spektrum zunehmend steiler.

5.4 Korotierende Wechselwirkungszone

Korotierende Stoßwellen entstehen durch das Zusammentreffen schneller und langsamer Sonnenwindströme im interplanetaren Raum. Es bildet sich eine Kompressionszone, die mit der Sonne rotiert und von einem ortsfesten Beobachter nach 27 Tagen erneut gemessen werden kann.

Durch die ungestörten Ausbreitungsbedingungen während des Minimums der solaren Aktivität kann die Wechselwirkungszone (*Corotating Interaction Region CIR*) über mehrere Sonnenrotationen stabil bleiben. An den Grenzen der Wechselwirkungsregion bilden sich zwei Schockfronten aus, die geladene Teilchen auf Energien von einigen 10 MeV beschleunigen können. Hochenergetische Teilchen werden durch die entstandene Struktur in ihrer Ausbreitung behindert (sog. Kurzzeitmodulation).

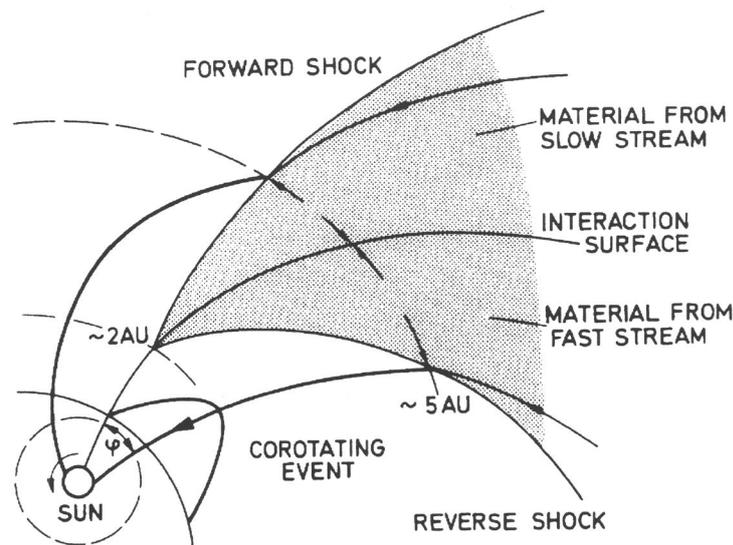


Abbildung 5.17: Korotierende Wechselwirkungszone (*Corotating Interaction Region CIR*) sind mit Feldlinien des langsamen Sonnenwindes zum Vorwärts-Schock verbunden, entsprechend mit Feldlinien der schnellen Sonnenwindströme zum Rückwärts-Schock der CIR (ZÖLLICH [Zöl81]).

Die Abbildung 5.17 zeigt eine korotierende Wechselwirkungszone mit dem gebildeten Vorwärts- und Rückwärts-Schock. Eine Übersicht über die Beobachtungen der HELIOS-Raumsonden findet sich bei ZÖLLICH [Zöl81] und KUNOW et al. [KWG⁺91]. Eine statistische Studie über eine Vielzahl von CIR-Strukturen findet sich bei RICHARDSON et al. [RWC96].

Zunächst wird in dieser Arbeit der Einfluß korotierender Wechselwirkungsgebiete auf die hochenergetischen galaktischen Teilchen untersucht. Dann folgt ein Abschnitt zu den Auswirkungen auf die niederenergetischen Nukleonen im Energiebereich steckenbleibender Teilchen von 4.3–53 MeV/n.

5.4.1 Kurzzeitmodulation galaktischer Teilchen

In den Messungen des EPHIN-Instruments werden die korotierenden Ereignisse in der Erholungsphase zum solaren Minimum 1996/97 beobachtet.

Die Abbildung 5.18 zeigt die Kurzzeitmodulation der hochenergetischen Teilchen im Integralkanal des Instruments in Relation zur Sonnenwindgeschwindigkeit (gemessen mit dem Instrument SWS auf der Raumsonde WIND): in den periodischen Zyklen ist der Abfall der Zählrate im Integralkanal mit einem Anstieg der Sonnenwindgeschwindigkeit verbunden, d.h. der schnelle Sonnenwindstrom führt zu einer stärkeren Abschirmung der galaktischen Teilchen.

Der Kurzzeitmodulation überlagert zeigt sich die Langzeitmodulation im langfristigen Intensitätsanstieg der galaktischen kosmischen Strahlung zum solaren Minimum hin.

Zur Untersuchung der Kurzzeitmodulation in der Intensität der galaktischen Teilchen ist der Antikoinzidenzdetektor G des Instruments deutlich besser als der Integralkanal geeignet, da der Abschirmszintillator das Teleskop nahezu umschließt und daher einen deutlich größeren Geometriefaktor aufweist. Wegen der daraus resultierenden guten Zählstatistik können auch kleine Intensitätsänderungen über kurze Zeiträume untersucht werden.

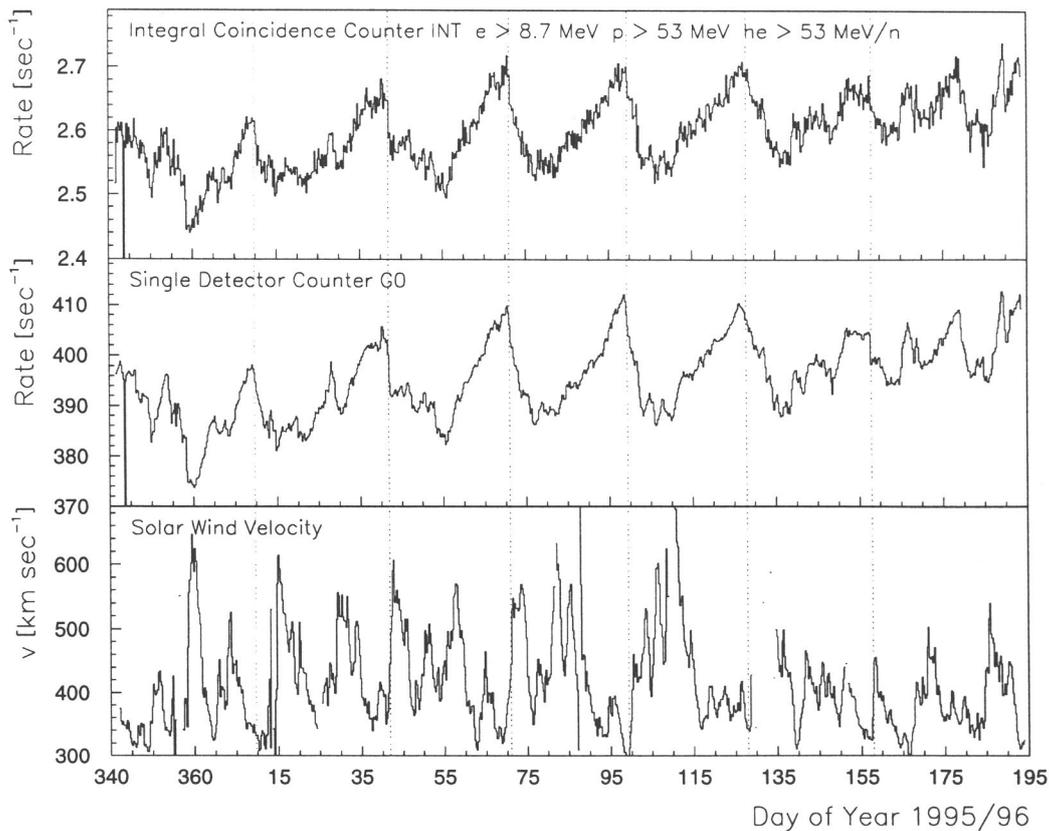


Abbildung 5.18: Der Wechsel von langsamen und schnellen Sonnenwindströmen (*unten*) moduliert die hochenergetische galaktische Komponente, die im Integralkanal gemessen wird: ein schneller Sonnenwind führt zu einer stärkeren Abschirmung und damit zu einem Abfall im Integralkanal (*oben*, 6 Std. Mittelwerte). Mit deutlich besserer Statistik wird diese Kurzzeitmodulation vom Antikoinzidenzdetektor G wahrgenommen, da dieser mit großer Fläche nahezu alle Raumwinkelbereiche registriert (*Mitte*).

Die senkrechten Linien in Abbildung 5.18 sind willkürlich gewählt und markieren den Abfall der Rate in den entsprechenden Zählkanälen. Die Markierungen liegen durch Veränderungen der Sonnenwindstrukturen nicht exakt in einem Abstand von 27 Tagen. Dieser Umstand wurde auch schon von ZÖLLICH [Zöl81] in den HELIOS-Messungen beobachtet.

Zwischen den Markierungen befinden sich typisch zwei schnelle Sonnenwindströme, von denen der erste mit einem wohldefinierten Abfall der Rate in den Zählkanälen der energiereichen Teilchen zusammenfällt. Der zweite schnelle Sonnenwindstrom liegt im Wiederanstieg der Zählrate.

Die Abbildung 5.19 zeigt die Depression der energiereichen Teilchen im Antikoinzidenzdetektor G im Zusammenhang mit einer steigenden Sonnenwindgeschwindigkeit v für die Sonnenrotationen 2217 bis 2224 (27-Tage-Plots vom 02.12.95 bis 04.07.96). In der Tabelle 5.1 ist die Zuordnung der in Abbildung 5.19 dargestellten Sonnenrotationen zu den Tagen des Jahres (DoY) 1995/96 und den Minuten seit dem Start der SOHO-Raumsonde (Min95) wiedergegeben.

Der Abfall der Intensität der energiereichen Teilchen zeigt eine deutliche zeitliche Verschiebung von Rotation 2219 zu 2223, d.h. die Periodizität ist in diesem Zeitraum etwas größer als 27 Tage. Die Abweichung von der siderischen Rotationsdauer der Sonne kann durch zwei Effekte zustande kommen: (1) die zeitliche Veränderung der koronalen Löcher und (2) die Veränderung der heliographischen Breite des Beobachters im Laufe des Jahres. Die Bedeutung dieses letzten Effekts wird sich zeigen, wenn Daten über einen Zeitraum von mehr als einem Jahr vorliegen und ausgewertet werden.

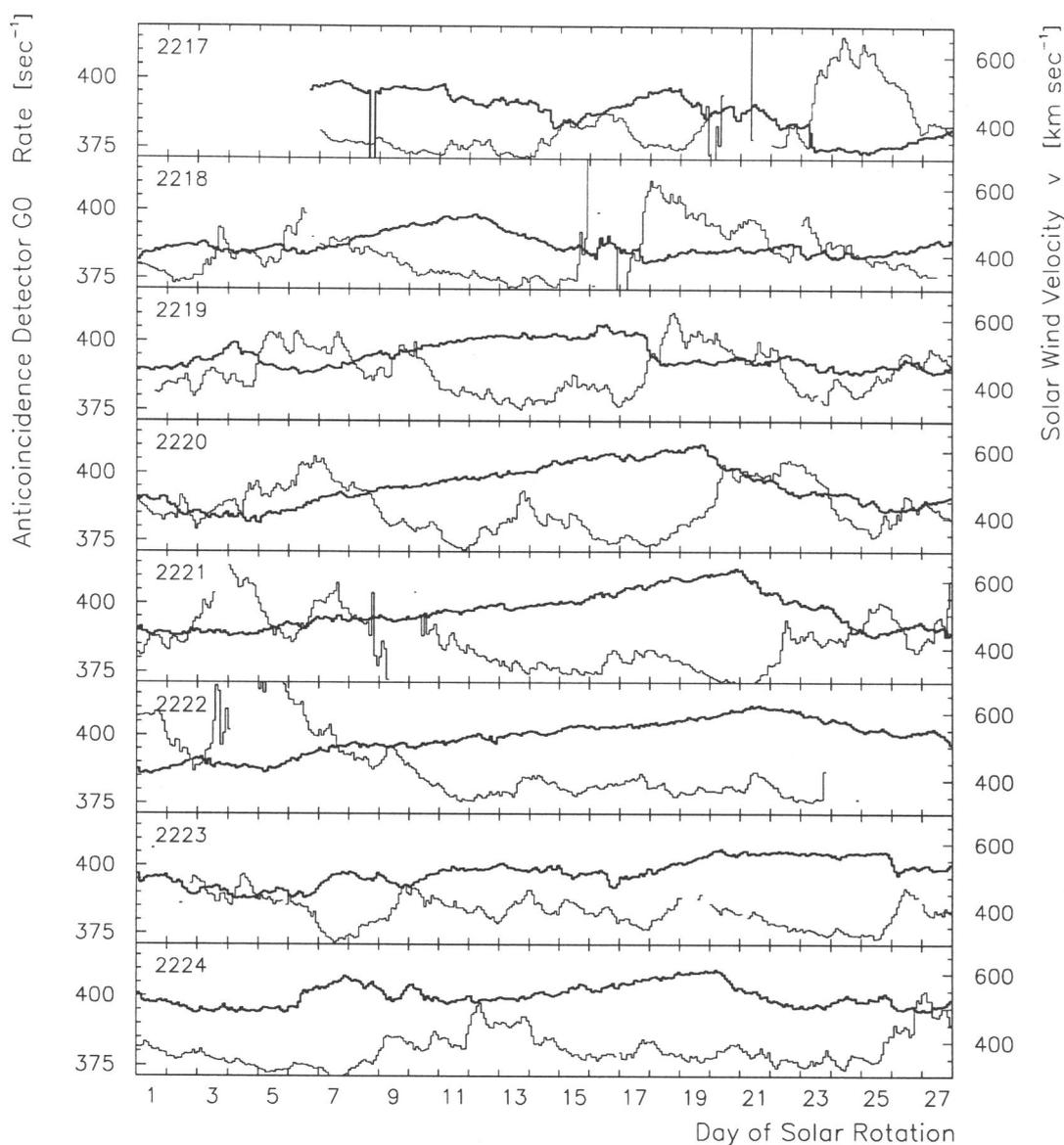


Abbildung 5.19: Korotierende Wechselwirkungszonen in gemeinsamer Darstellung der Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G und der Sonnenwindgeschwindigkeit, dargestellt für die Sonnenrotationen 2217 bis 2224 (02.12.95 bis 04.07.96). *Dünn* : die Sonnenwindgeschwindigkeit v in $[\text{km sec}^{-1}]$ (gemessen auf der Raumsonde WIND), *dick* : die EPHIN-Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G (2 Std. Mittelwerte).

Sonnenrotation	Beginn	DoY _{Beg}	Min95 _{Beg}	Ende	DoY _{End}	Min95 _{End}
2217	02 Dez 95	95336	0	28 Dez 95	96362	38879
2218	29 Dez 95	95363	38880	24 Jan 96	96024	77759
2219	25 Jan 96	96025	77760	20 Feb 96	96051	116639
2220	21 Feb 96	96052	116640	18 Mar 96	96078	155519
2221	19 Mar 96	96079	155520	14 Apr 96	96105	194399
2222	15 Apr 96	96106	194400	11 Mai 96	96132	233279
2223	12 Mai 96	96133	233280	07 Jun 96	96159	272159
2224	08 Jun 96	96160	272160	04 Jul 96	96186	311039

Tabelle 5.1: Zuordnung der Sonnenrotationen 2217 bis 2224 zu den Tagen des Jahres (DoY) 1995/96 und den ausgewerteten Zeitbereichen seit dem SOHO-Start (Min95).

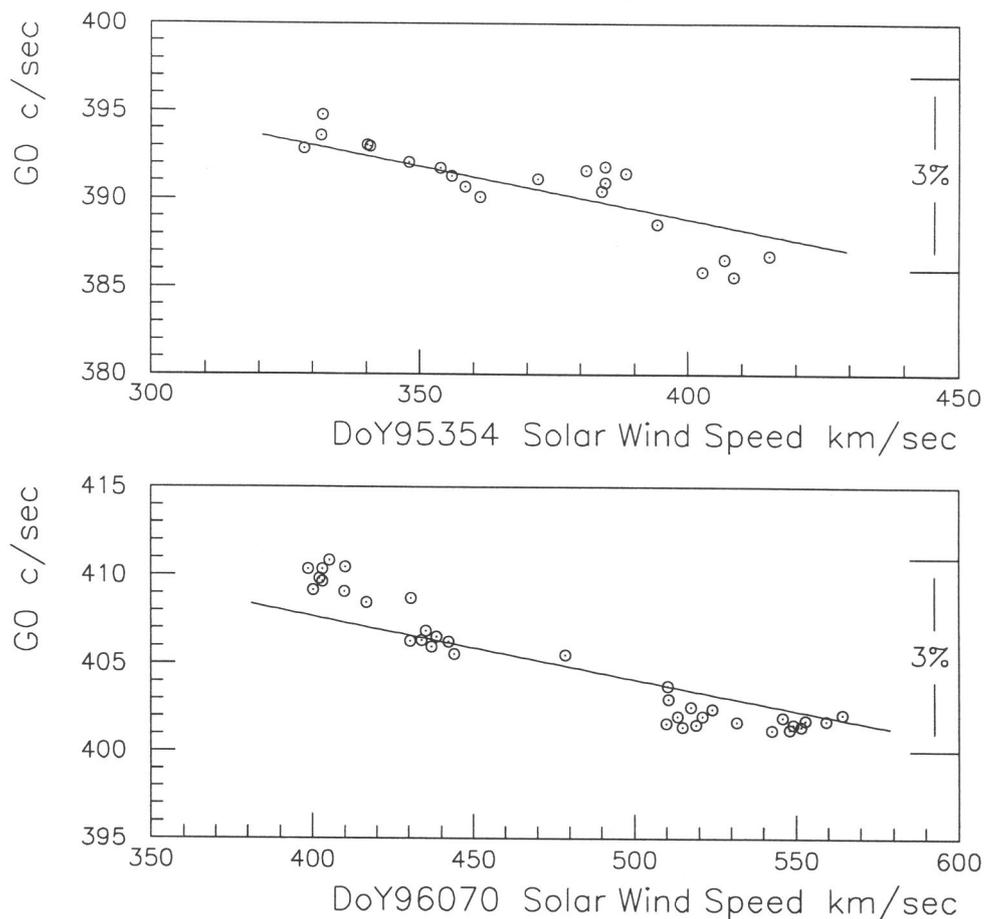


Abbildung 5.20: Antikorrelation der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G in zwei ausgewählten Zeiträumen: DoY95354 00:00 bis 18:00 UT (*oben*, Stundenmittel) und DoY96070 12:00 UT bis 96071 12:00 UT (*unten*, Stundenmittel). Schnelle Sonnenwindströme führen zu einer Abschirmung und damit einer Abnahme im hochenergetischen Teilchenfluß.

Die bereits im Zusammenhang mit Abbildung 5.18 diskutierte Antikorrelation von Sonnenwindgeschwindigkeit und Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G zeigt die Abbildung 5.20 beispielhaft für zwei ausgewählte Zeiträume mit einem ausgeprägten Wechsel: DoY95354 00:00 bis 18:00 UT und DoY96070 12:00 bis 96071 12:00 UT. Mit steigender Sonnenwindgeschwindigkeit nimmt die Abschirmung der galaktischen Teilchen zu und reduziert daher die Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G.

RICHARDSON et al. [RWC96] findet über insgesamt 243 Depressionen in den Abschirmszintillatoren der Instrumente auf den Raumsonden IMP8 und HELIOS 1 und 2 einen Mittelwert von $3.0 \pm 1.7\%$ in der Intensitätsabnahme.

Die mit dem EPHIN-Instrument beobachtete Kurzzeitmodulation durch die Intensitätsabnahme der galaktischen kosmischen Strahlung mit der zunehmenden Sonnenwindgeschwindigkeit beträgt etwa 2–3% (siehe Abbildung 5.20) und ist somit verträglich mit den Untersuchungen von RICHARDSON. BIALK [Bia96] findet für die erste Jahreshälfte 1976, in einer vergleichbaren Phase des Solarzyklus, ebenfalls einen Wert von 3%.

5.4.2 Auswirkung auf Nukleonen niedriger Energie

Die Auswirkung der korotierenden Wechselwirkungszone auf hochenergetische Teilchen wurde im Zusammenhang mit der Abbildung 5.18 diskutiert. In diesem Abschnitt werden niederenergetische Nukleonen unter zwei Gesichtspunkten betrachtet: (1) der Einfluß auf niederenergetische galaktische Teilchen und (2) die Beschleunigung von Teilchen an den Schockfronten der Wechselwirkungsregion (CIR). Für diese Untersuchung werden die Raten der steckenbleibenden Nukleonen im Energiebereich von 4.3–53 MeV/n aus den Masken in den Pulshöhenmatrizen bestimmt.

Niederenergetische galaktische Teilchen

Die Abbildung 5.21 zeigt die Protonen in den Kanälen P4, P8, P25 und P41 im Vergleich mit dem Antikoinzidenzdetektor G als 2-Tagesmittelwerte über der Zeit aufgetragen. Der Kanal P4 wird dominiert durch die verschiedenen Teilchenereignisse (vgl. Missionsüberblick in Abbildung 4.1), die zur Untersuchung des galaktischen Anteils abgetrennt wurden.

In den Kanälen P8 bis P41 steigt die mittlere Intensität wie im Integralkanal und beim Antikoinzidenzdetektor G zum solaren Minimum hin an (Langzeitmodulation mit dem Solarzyklus). Daneben wird im Kanal P41 ein leichter Anstieg der Intensität mit der Periode der Kurzzeitmodulation im Antikoinzidenzdetektor G erkennbar.

Die Modulation der anomalen Helium-Komponente verhält sich deutlich verschieden von der der Protonen. Die Abbildung 5.22 zeigt die 2-Tagesmittelwerte der steckenbleibenden Helium-Kerne in den Kanälen H4 bis H41; die Raten wurden ebenfalls aus den Masken in den Pulshöhenmatrizen gewonnen.

Im Vergleich mit den Protonen und dem Antikoinzidenzdetektor G ist in der mittleren Intensität der Helium-Kanäle nur ein geringer Anstieg zum solaren Minimum zu erkennen, jedoch ist die Kurzzeitmodulation durch die korotierenden Wechselwirkungszone in diesen Kanälen deutlich ausgeprägter als bei den Protonen vertreten, sogar bis zu den niederenergetischen Teilchen im Kanal H4 (Energiebereich 4.3–7.8 MeV/n). Die größte Variation zeigen die Helium-Zählraten im Energiebereich des Kanals H8 (7.8–25 MeV/n).

Die anomale Komponente im Energiebereich von 4.3–53 MeV/n reagiert folglich auf die korotierenden Wechselwirkungszone (Kurzzeitmodulation) vergleichbar wie die hochenergetische galaktische kosmische Strahlung. Protonen der gleichen Energie zeigen dieses Verhalten nicht.

Die Modulation von anomalem Helium durch die korotierenden Wechselwirkungsregionen wurde erstmals von BASTIAN et al. [BMS79] unter Verwendung von Daten der Missionen IMP-8, PIONEER-10 und PIONEER-11 – bei verschiedenen heliozentrischen Abständen und unterschiedlichen heliographischen Breiten – nachgewiesen. Die Autoren fanden auch, wie im vorliegenden Datensatz, eine starke Modulation in der anomalen Komponente im Bereich von 11–20 MeV/n verglichen mit der von Protonen vergleichbarer Energie und bei Energien von ca. 100 MeV. Beobachtungen mit der Raumsonde ULYSSES bestätigen diese Modulation sowohl in niedrigen Breiten als auch über den Polen der Sonne (MCKIBBEN et al. [MSZ⁺95]; ZHANG et al. [ZSM⁺95]).

Aufgrund der guten Statistik der EPHIN-Intensitäten bietet sich SOHO auch im Hinblick auf die Untersuchung der radialen und latitudinalen Gradienten der anomalen Komponente sowie deren Kurzzeitmodulation als eine wertvolle 1-AU-Baseline für die ULYSSES-Mission an. Insbesondere durch den Vergleich von anomaler Komponente, galaktischem ⁴He und Protonen werden sich wichtige quantitative Erkenntnisse im Hinblick auf die Steifigkeits-, Energie- und/oder Geschwindigkeitsabhängigkeit von Kurz- und Langzeitmodulation ergeben. Diese Abhängigkeit wird Hinweise auf die räumliche Ausdehnung der Modulationsregion und die beteiligten Mechanismen sowie deren relative Bedeutung geben.

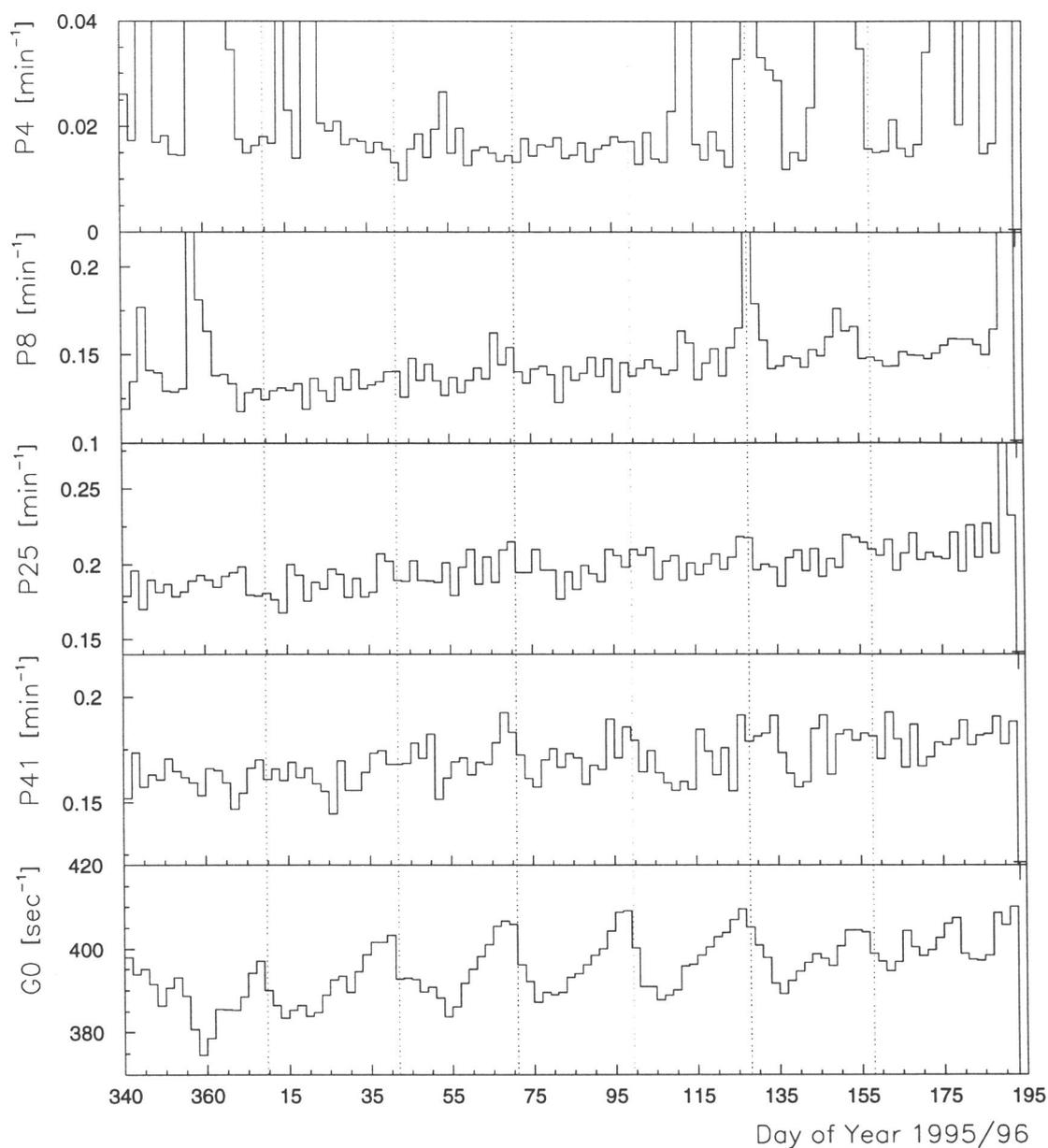


Abbildung 5.21: Steckenbleibende Protonen in den Kanälen P8 bis P41 (2-Tagesmittelwerte aus den Masken in den Pulshöhenmatrizen) zeigen wie der Integralkanal und der Antikoinzidenzdetektor G einen Anstieg in der mittleren Intensität zum solaren Minimum hin (Modulation mit dem Solarzyklus). Erst mit steigender Protonenenergie, sichtbar im Kanal P41, wird auch ein leichter Anstieg der Intensität mit der Periode der Kurzzeitmodulation wie in der Zählrate im Antikoinzidenzdetektor G erkennbar.

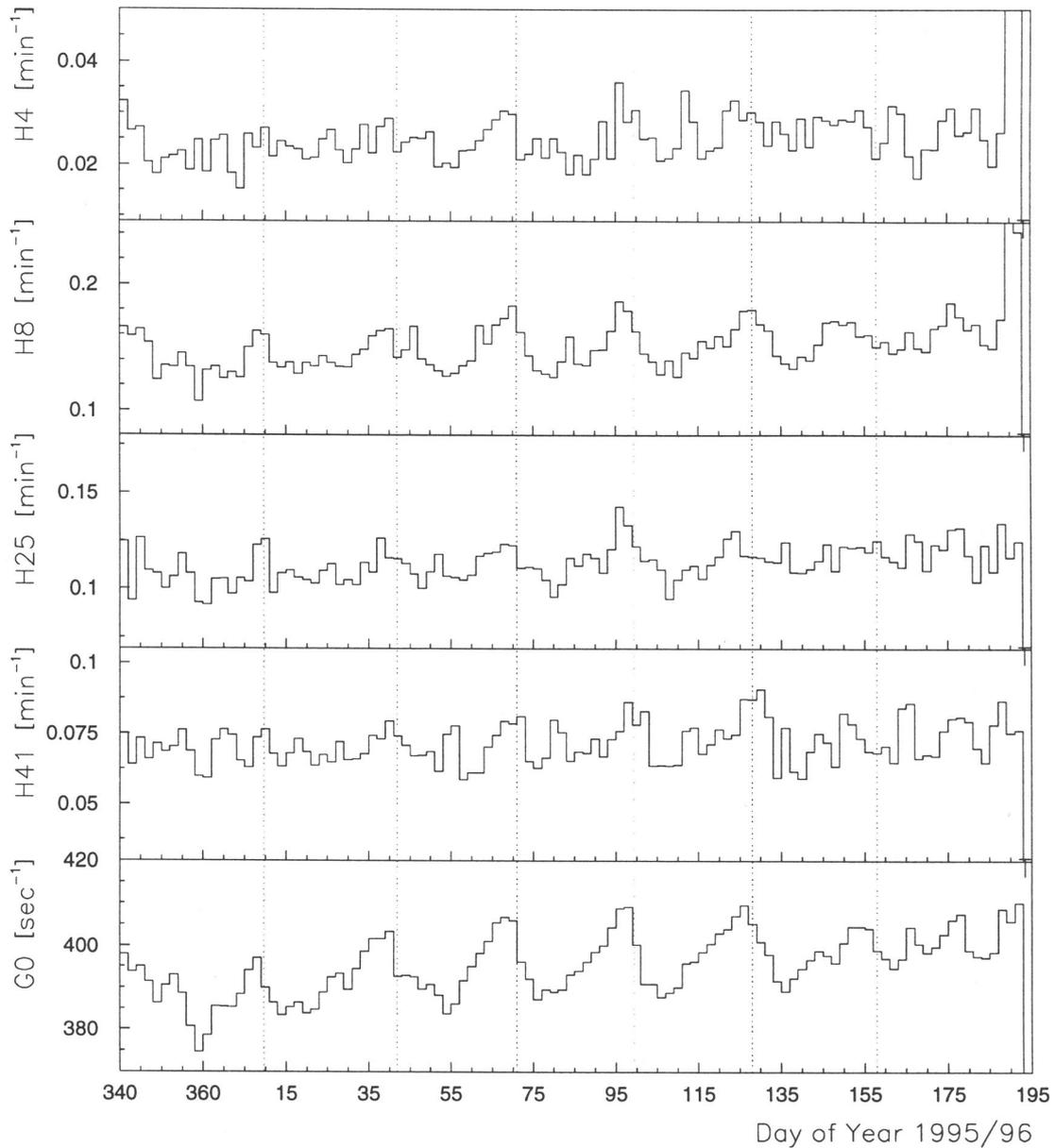


Abbildung 5.22: Die 2-Tagesmittelwerte der anomalen Helium-Komponente, steckenbleibende ^4He -Kerne in den Kanälen H4 bis H41, zeigen, verglichen mit den Protonen aus Abbildung 5.21, einen nur leichten Anstieg der mittleren Intensität zum solaren Minimum. Die Kurzzeitmodulation durch die korotierenden Wechselwirkungszonen ist bis in den H4-Kanal sichtbar, am deutlichsten im Energiebereich des Kanals H8.

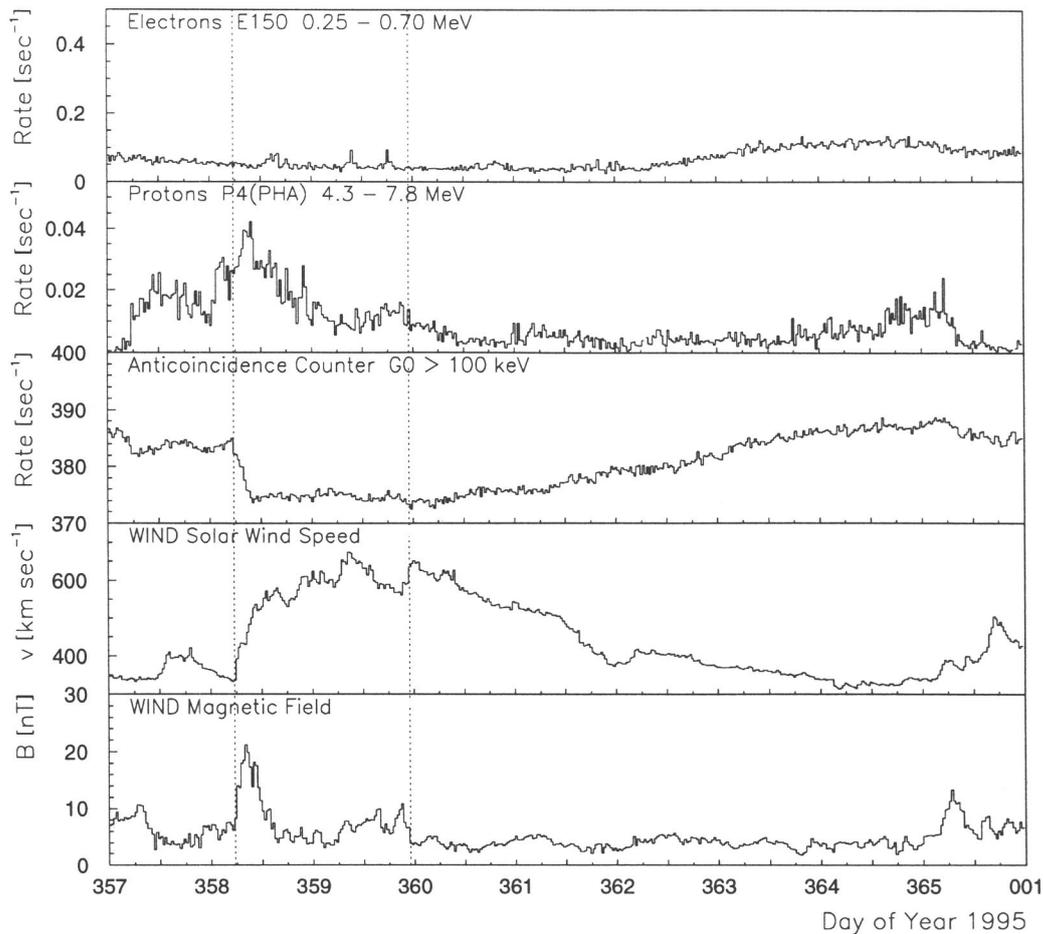


Abbildung 5.23: Zeitverlauf des korotierenden Ereignisses im Dezember 1995 (30 min-Mittelwerte). Die korotierende Wechselwirkungszone (CIR) beschleunigt Protonen (siehe Kanal P4) bis auf Energien von etwa 20 MeV. Die Elektronen- und Helium-Kanäle (vgl. Abb. 4.1) zeigen keine Veränderung im Verlauf dieses Ereignisses.

Beschleunigte Teilchen

An einer korotierenden Wechselwirkungszone (CIR) beschleunigte Teilchen können in der inneren Heliosphäre ebenfalls beobachtet werden. Diese korotierenden Ereignisse unterscheiden sich von (solaren) Flare-Ereignissen in drei Merkmalen (vgl. ZÖLLICH [Zöl81]):

- die Zeitspanne zwischen den Ereignissen beträgt etwa 27 Tage,
- die Elektronen zeigen keinen Intensitätsanstieg und
- die korotierenden Ereignisse sind nur bis zu Energien von ca. 15 MeV/n zu beobachten.

Die von SMITH und WOLFE [SW76] aufgestellten Kriterien (a) ein zweifacher sprunghafter Anstieg in der Sonnenwindgeschwindigkeit, (b) ein damit verbundener sprunghafter Anstieg bzw. Abfall der magnetischen Flußdichte und (c) eine Zone erhöhter Plasmadichte auf der Vorderseite

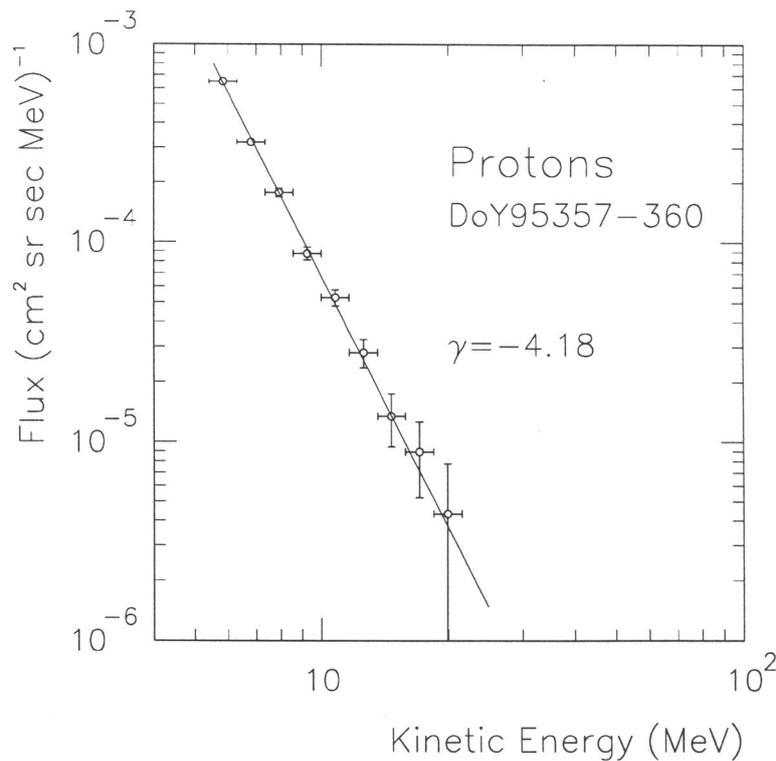


Abbildung 5.24: Energiespektrum der Protonen des korotierenden Ereignisses nach Abzug des Untergrundspektrums. Es sind Protonen mit Energien bis zu 20 MeV vorhanden. Aufgrund des geringen Protonenflusses wurde über das ganze Ereignis integriert.

der Wechselwirkungsregion können hier nicht angewandt werden, da sich bei dem geringen radialen Abstand von der Sonne am Meßort des SOHO der 'Forward'- und 'Reverse'-Schock noch nicht oder nicht vollständig ausgebildet hat, und daher die Sonnenwindgeschwindigkeit nicht zwei Sprünge, sondern einen eher kontinuierlichen Anstieg zeigt.

Die Abbildung 5.23 gibt einen Überblick über das korotierende Ereignis im Dezember 1995. Gezeigt sind die Intensitäten von Elektronen, Protonen und dem Antikoinzidenzzähler G zusammen mit der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Magnetfeldstärke (gemessen auf der Raumsonde WIND). Die senkrechten Linien markieren die Zeiten, an denen sich der 'Forward'-Schock auszubilden beginnt und sich eine Andeutung des 'Reverse'-Schock entwickelt. Im Helium-Kanal H4 zeigt sich kein Intensitätsanstieg, daher konnte die charakteristische Variation des p/α -Verhältnisses innerhalb einer CIR (vgl. z.B. SANDERSON et al. [SBM⁺95]) nicht zu deren Identifikation herangezogen werden.

Der Zeitverlauf des Protonenereignisses entspricht den aus den Arbeiten von ZÖLLICH [Zöl81] bekannten und auch bei größeren Abständen (z.B. SCHULZ [Sch93]) gefundenen Resultaten: die beschleunigten Teilchen werden bereits vor dem Beginn des schnellen Sonnenwindstromes bzw. dem Eintreffen des 'Forward'-Schock beobachtet, ihre Intensität erreicht ihr Maximum kurz hinter dem 'Forward'-Schock und sinkt anschließend ab. Um die vermutete Lage des 'Reverse'-Schock bildet sich ein kleiner Intensitätsanstieg aus.

Die Abbildung 5.24 zeigt das über das gesamte korotierende Ereignis integrierte Protonenspektrum. Das Spektrum ist sehr steil und geht bei etwa 20 MeV in den Untergrund über, da an den CIRs nur niederenergetische Protonen beschleunigt werden.

Die im Antikoinzidenzdetektor nachgewiesenen hochenergetischen Teilchen zeigen ein anderes Verhalten: ihre Intensität sinkt mit dem Beginn des schnellen Sonnenwindstromes abrupt ab und beginnt erst mit der Abnahme der Sonnenwindgeschwindigkeit wieder anzusteigen. Feinstrukturen innerhalb der CIR, wie z.B. bei INTRILIGATOR und SISCOE [IS94] sowie INTRILIGATOR et al. [ISW⁺95] beschrieben, können nicht nachgewiesen werden, da sich die eigentliche CIR-Struktur erst bei größeren radialen Abständen vollständig entwickelt.

5.4.3 Vergleich EPHIN und ULYSSES/KET

Die Abbildung 5.25 zeigt einen Vergleich der Zählraten von hochenergetischen Protonen des Instruments KET ($E_p > 70$ MeV) auf der Raumsonde ULYSSES (HEBER, priv. Mtlg.) mit dem Integralkanal des EPHIN-Instruments auf SOHO ($E > 53$ MeV). Die Zählrate des EPHIN-Instruments wurde mit Messungen auf IMP8 (ebenfalls bei 1 AU) im untersuchten Zeitraum in Übereinstimmung gebracht. Zuvor wurde als Referenzwert im Jahr 1990 – in der Ekliptik-Phase von ULYSSES – die Rate von IMP8 und des ULYSSES/KET auf die gleiche Intensität normiert.

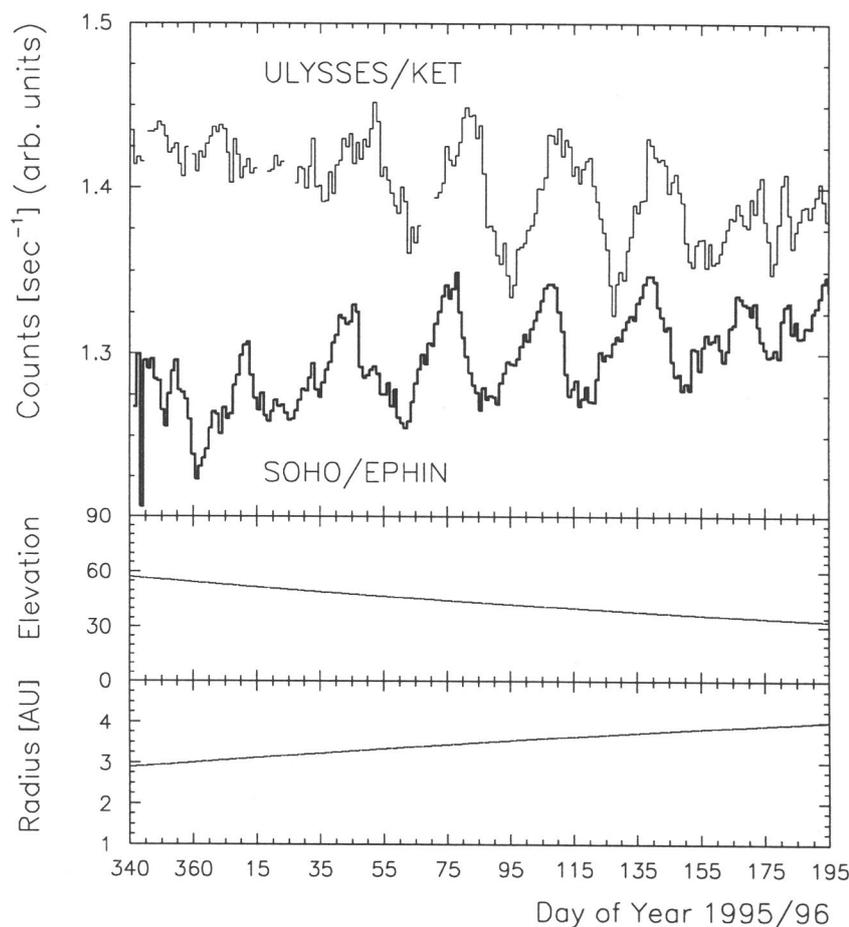


Abbildung 5.25: Vergleich der relativen Zählraten aus den Tagesmittelwerten für hochenergetische Protonen des Instruments KET auf der Raumsonde ULYSSES (*dünn*, $E_p > 70$ MeV) mit dem Integralkanal des EPHIN auf SOHO (*dick*, $E > 53$ MeV). Die ULYSSES-Raumsonde bewegt sich nach der Nordpolpassage radial nach außen (zum Jupiter) und kehrt zur Ebene der Ekliptik zurück (*unten*: heliographische Breite *Elevation* und radialer Abstand zur Sonne *Radius*), SOHO misst bei festem Abstand bei 1 AU am Lagrange-Punkt L1 mitlaufend mit der Erde. Die 27-Tage-Struktur der korotierenden Wechselwirkungszonen wird zeitversetzt auf beiden Raumfahrzeugen gesehen.

Die Zeitprofile in den Messungen auf den beiden Raumsonden unterscheiden sich sowohl in der absoluten Intensität (die Zählrate auf ULYSSES liegt stets oberhalb von SOHO) als auch in der zeitlichen Variation der mittleren Intensität: auf SOHO ist ein Anstieg zu finden, während auf ULYSSES die Rate abfällt.

Das EPHIN-Instrument auf SOHO beobachtet die Langzeitmodulation an einem festen Ort, d.h. der Trend in der Intensität gibt allein die zeitliche Änderung der Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung wieder. ULYSSES befand sich zu Beginn des untersuchten Zeitraumes noch bei einer heliographischen Breite von nahezu 60° und beobachtet daher aufgrund des Breitengradienten eine höhere Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung.

ULYSSES bewegt sich während des dargestellten Zeitraums zu niedrigeren heliographischen Breiten und größeren radialen Abständen in bezug zur Sonne. Dabei ist die Intensitätsabnahme durch den Breitengradienten größer als die Zunahme durch den Längengradienten, so daß sich insgesamt eine leichte Abnahme der Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung ergibt, obwohl der ortsfeste Beobachter auf SOHO weiterhin die zeitliche Zunahme nachweisen kann.

Die 27-Tage-Struktur der korotierenden Wechselwirkungszonen wird zeitversetzt auf beiden Raumfahrzeugen gesehen, da sich die beiden Raumfahrzeuge bei unterschiedlichen heliographischen Längen und radialen Abständen befinden.

Der Abbildung 5.25 läßt sich entnehmen, daß das EPHIN-Instrument auf SOHO als wertvolle 1-AU-Baseline für das KET-Instrument auf ULYSSES verwendbar ist. Damit wird eine genauere Untersuchung der radialen und latitudinalen Abhängigkeit der Langzeitmodulation sowie auch der Kurzzeitmodulation möglich. Für genauere Untersuchungen ist es sinnvoll, nicht nur den in den Abbildungen 5.18 und 5.25 gezeigten Integralkanal des EPHIN-Instruments zu verwenden, sondern auch die aus den in Abschnitt 4.4 beschriebenen Masken definierten Unterkanäle des Integralkanals zur Bestimmung der hochenergetischen Intensitäten und ihrer Zeitverläufe.

5.5 Elementhäufigkeiten bei relativistischen Energien

Die isotrop in das Sonnensystem einfallende galaktische kosmische Strahlung besteht neben Protonen und ^4He -Kernen zu geringen Anteilen aus schweren Kernen bis über das Eisen hinaus.

Die schweren Kerne wurden in der Nuklearsynthese im Inneren von Sternen erzeugt und unterliegen einer Vielzahl von Speichervorgängen sowie Beschleunigungs- und Ausbreitungsprozessen bis zur Ankunft in unserem Sonnensystem (LUND [Lun84]).

Das EPHIN-Instrument an Bord der SOHO-Raumsonde wurde *nicht* für die Untersuchung von Elementhäufigkeiten schwerer Kerne konzipiert, jedoch lassen sich in den Pulshöhenmatrizen im Bereich hoher Energieverluste die minimal-ionisierenden Signaturen der Kerne von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff sowie geringer Anteile von Bor und Neon wiederfinden. Die Untersuchung dieser Kerne in den Pulshöhenmatrizen soll die Zugehörigkeit dieser Signaturen belegen und kann einen Abgleich mit den Instrumenten zur Messung schwerer Kerne ermöglichen.

Die Abbildung 5.26 zeigt eine Ausschnittsvergrößerung der zweidimensionalen Darstellung des Energieverlustes im Detektor E über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen (aus Abb. 4.14). Deutlich heben sich die Spuren der hochenergetischen Kerne von Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O) bei relativistischen Energien hervor.

Der Fluß der relativistischen Kerne von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff läßt sich unter Verwendung des Geometriefaktors aus Tabelle 2.10 und der Berücksichtigung statistischer Fehler als Summe aus der Projektion in Abbildung 5.26 bestimmen zu

$$I(\text{CNO}) \approx (6.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} [\text{cm}^2 \text{sr sec}]^{-1}.$$

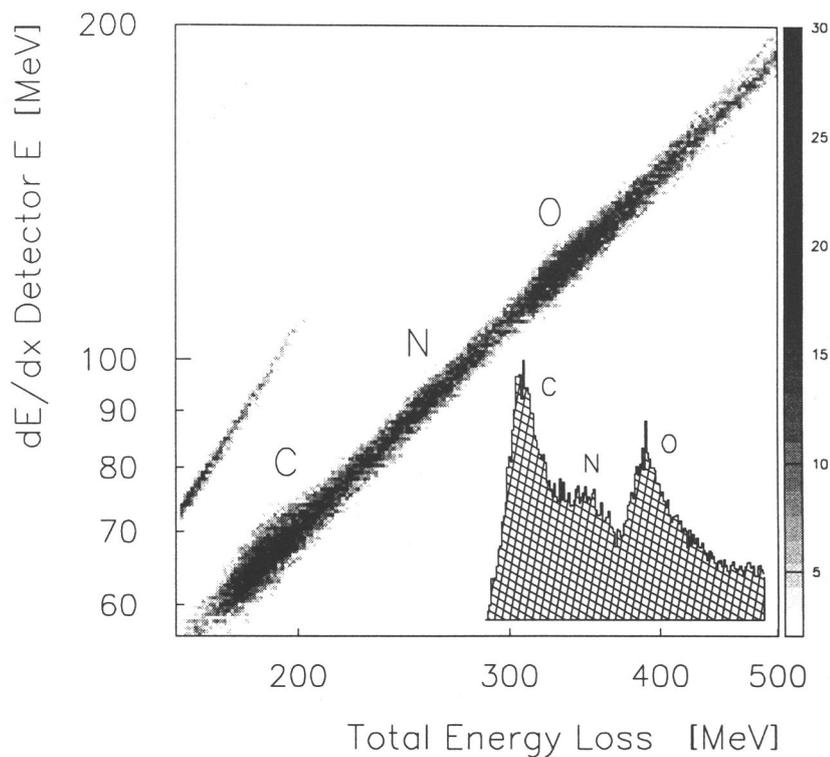


Abbildung 5.26: Zweidimensionale Darstellung der schweren Kerne Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O) aus der Vergrößerung des hochenergetischen Astes von Abbildung 4.14 und deren Projektion auf die Y-Achse.

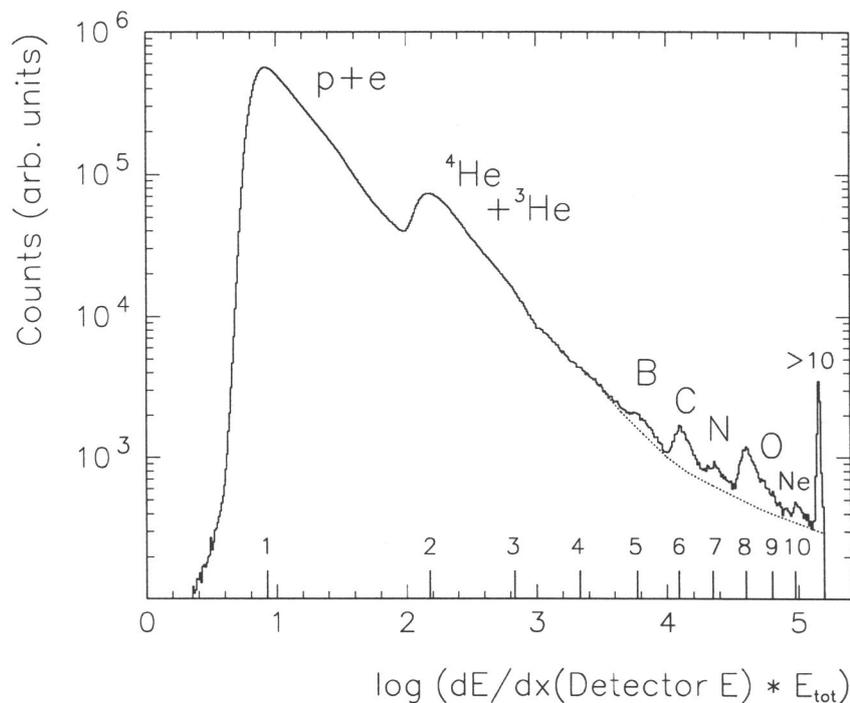


Abbildung 5.27: Logarithmische Darstellung des Produkts des Energieverlusts im Detektor E mit dem Gesamtenergieverlust E_{tot} für die Teilchen im Integralkanal des Teleskops (DoY95341 bis 96175). Die relativistischen Kerne ordnen sich mit der 4. Potenz der Kernladungszahl z an. Protonen und Elektronen fallen mit ihrem relativistischen Signal zusammen ($z=1$) und bilden mit ${}^4\text{He}$ und ${}^3\text{He}$ ($z=2$) die Majorität der detektierten Teilchen. Deutlich unterscheidbar finden sich auch geringe Anteile von Bor (B), Kohlenstoff (C), Stickstoff (N), Sauerstoff (O) und Neon (Ne). Im Sättigungssignal der Analogkanäle ist der Anteil und damit der Fluß schwerer Kerne mit Kernladungen von $z > 10$ zu erkennen.

Durch die Spallation schwerer Kerne bei Stößen mit der Materie des interstellaren Raumes (im wesentlichen neutraler Wasserstoff) entsteht eine größere Häufigkeit vieler Elemente in der gemessenen kosmischen Strahlung, als es die Nuklearsynthese erwarten läßt (LUND [Lun84]). Aus der Veränderung der Elementhäufigkeiten kann auf die Ausbreitungsbedingungen und die Entweichmöglichkeiten aus der Galaxis zurückgeschlossen werden.

In Abbildung 5.27 zeigen sich etwa gleiche Anteile der Kerne von Bor (B), Stickstoff (N) und Neon (Ne). Dies stimmt qualitativ mit den Messungen von LUND [Lun84] überein und bestätigt den Unterschied zwischen der lokalen galaktischen Häufigkeit und der eintreffenden galaktischen kosmischen Strahlung.

5.6 Diskussion

Zur wissenschaftlichen Zielsetzung des EPHIN-Instruments an Bord der Raumsonde SOHO gehört die Untersuchung (a) der solaren Ereignisse über einen weiten Energiebereich im Vergleich mit der elektromagnetischen Emission der Sonne zum Verständnis der Beschleunigungsprozesse und der anschließenden Teilchenausbreitung im interplanetaren Raum, (b) der Teilchenereignisse im Zusammenhang mit interplanetaren Stoßwellen und die Untersuchung der Beschleunigung von Teilchen an diesen Stoßwellen, (c) der korotierenden Wechselwirkungsgebiete und ihrer Auswirkungen auf die galaktische kosmische Strahlung und die anomale Komponente sowie die Teilchenbeschleunigung an den zugehörigen Schockfronten und (d) der Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung, insbesondere durch den Vergleich mit den Messungen auf ULYSSES als Beitrag zur Bestimmung der radialen und latitudinalen Gradienten und der Auswirkung von Störungen des interplanetaren Mediums durch transiente Stoßwellen.

Für diese Fragestellungen ist eine genaue Kenntnis der absoluten Intensität der zu untersuchenden Teilchensorten (Elektronen, Protonen, ^2H , ^3He , ^4He) sowie deren spektrale und zeitliche Variation wichtig. Die Anwendung der in Kapitel 4 entwickelten Methoden zur Analyse der Flugdaten wurde in diesem Kapitel anhand ausgewählter Phänomene dargestellt.

Als wichtigste Resultate sind hervorzuheben:

- sowohl die absoluten Intensitäten als auch die Energiespektren von Protonen, ^4He (anomale Komponente), ^3He , ^2H und Elektronen sind zu ruhigen Zeiten in guter Übereinstimmung mit den Messungen anderer Raumfahrzeuge in diesem bzw. in früheren solaren Minima
- der große Geometriefaktor in Kombination mit der Segmentierung der beiden oberen Detektoren erlaubt nicht nur eine genaue Bestimmung der Zeitprofile und Energiespektren von Elektronen, Protonen und ^4He in solaren Ereignissen, sondern weiterhin die Identifikation eines ^3He -Anteils von ca. 1% im Vergleich mit den bisher erreichten 10%
- die gute Statistik des EPHIN-Instruments erlaubt eine Untersuchung der Kurzzeitmodulation der anomalen Komponente durch korotierende Wechselwirkungszonen im Vergleich mit Protonen gleicher Energie pro Nukleon sowie Protonen gleicher Steifigkeit
- das EPHIN-Instrument ist eine gute 1-AU-Baseline für die Raumsonde ULYSSES zur Untersuchung der radialen und latitudinalen Gradienten der galaktischen kosmischen Strahlung ebenso wie der Kurzzeitmodulation durch korotierende Wechselwirkungszonen und transienter Störungen.

Es kann anhand des bisherigen Missionsverlaufs festgestellt werden, daß mit dem EPHIN-Instrument unter Anwendung der angegebenen Korrekturverfahren zuverlässige Messungen von geladenen energiereichen Teilchen gewonnen werden können.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Kieler Instrument EPHIN ist eine Anordnung von sechs Halbleiterdetektoren mit einem aktiven Antikoinzidenzszintillator zur Messung von Intensitäts-Zeit-Profilen und Energiespektren der Elektronen, Protonen und Helium-Isotope im interplanetaren Raum. Das Instrument ist Teil einer internationalen Kooperation und wurde am 3. Dezember 1995 mit der SOHO-Mission erfolgreich gestartet.

6.1 Ergebnisse dieser Arbeit

Die zeitliche Einordnung des EPHIN-Instruments zeigt die Abbildung 1.10 in einem Überblick über die Messung von energiereichen Protonen in der inneren Heliosphäre durch Kieler Instrumente auf den Raumsonden HELIOS, ULYSSES und SOHO in den vergangenen 23 Jahren.

Das EPHIN-Instrument wurde am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik konzipiert, entwickelt und aufgebaut. Die Auflösung der einzelnen Detektoren wurde mit radioaktiven Präparaten untersucht und das integrierte Instrument an Teilchen-Beschleunigern mit Nukleonen und Elektronen geeicht. Das EPHIN-Instrument wurde am 7. Dezember 1995 in der Transfer-Phase der Mission zum Gleichgewichtspunkt L1 zwischen Erde und Sonne eingeschaltet und liefert seit diesem Zeitpunkt kontinuierlich Meßdaten von energiereichen Teilchen im interplanetaren Raum.

Der Nachweis geladener Teilchen erfolgt durch die Bestimmung der Energieverluste in den einzelnen Detektoren (Abschnitt 2.1.2). Die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie wird durch die BETHE-BLOCH-Beziehung (Gl. 2.4) beschrieben. Durch die Ermittlung zweier Energieverluste, bzw. von Energieverlust und Restenergieabgabe (dE/dx -E-Methode, S. 25), sind die Masse, Ladung und die Energie eines einfallenden Teilchens bestimmt (Abb. 2.6, Tab. 2.7).

Aufbauend auf den Erfahrungen mit den Instrumenten der Missionen HELIOS und ULYSSES wurde für die SOHO-Mission ein neuartiges Teleskop entwickelt und gefertigt (Abschnitt 2.2), in dem die folgenden Konzepte verwirklicht wurden:

- Ein *großer Geometriefaktor* (Tab. 2.3 und 2.10) erlaubt die Auswertung auch kleiner solarer Ereignisse mit einer guten Statistik sowie die Untersuchung geringer Anteile der Wasserstoff- und Helium-Isotope in solaren Ereignissen und in der galaktischen kosmischen Strahlung.
- Die *Segmentierung der Detektoren A und B* ermöglicht durch die Unterscheidung von Einfallswinkelbereichen und der damit verbundenen Einschränkung der Wegverlängerung im Detektor eine bessere Energiebestimmung der Teilchen (Abb. 2.5) und erlaubt die Auflösung der Helium-Isotope bei Intensitätsverhältnissen von kleiner als 1/100 (Abb. 5.15).

- Die *Randeffekte* in diesen Detektoren werden durch einen umschließenden Guard-Ring weitgehend verhindert (Abschnitt 4.3.2).
- Die *niedrigen Ansprechschwellen* im Detektor A und B (Abb. 2.6, Tab. 2.6) ermöglichen den eindeutigen Nachweis von Elektronen.
- Die *effiziente Datenverarbeitung* an Bord der Raumsonde (Abschnitt 2.4.2) erlaubt in Verbindung mit einer hohen Datenrate und einer hohen zeitlichen Auflösung bei einem großen Anteil der einfallenden Teilchen die Bestimmung und Übertragung der Energieverluste in jedem durchlaufenen Detektor.

Die Eichmessungen mit Nukleonen wurden am Zyklotron des HMI/Berlin durchgeführt und zeigen eine gute Energiebestimmung der steckenbleibenden Teilchen durch die dE/dx -E-Matrizen im Energiebereich von 5–120 MeV sowie eine gute Massenzuordnung von Protonen, Deuterium- und Tritium-Kernen und der Helium-Isotope ^3He und ^4He (Abb. 3.6, 3.7 und 3.8). Die Eichung mit Elektronen am Linearbeschleuniger des INW/Gent im Energiebereich von 200 keV–14 MeV belegt für steckenbleibende Elektronen eine gute Bestimmung der Einfallsenergie (Abb. 3.11 und 3.12) durch das EPHIN-Instrument.

Mit den Stützstellen aus der Energieeichung wird durch die Monte-Carlo-Simulation die energieabhängige Ansprechfunktion $G(E)$ des Instruments für isotrop einfallende Elektronen, Protonen und ^4He -Kerne bestimmt (siehe Abb. 2.13, 2.14 und 2.17). Die Segmentzwischenräume und die Teilchenwechselwirkungen reduzieren den wahren Geometriefaktor deutlich gegenüber dem idealen, geometrisch bestimmten Geometriefaktor (vgl. Tab. 2.3, 2.10 sowie Abb. 2.12, 2.13).

Die Untersuchung der Flugdaten (Kapitel 4) zeigt das aus der Konzeption erwartete Verhalten des Instruments. In den ausgewerteten ersten acht Monaten der SOHO-Mission registriert das EPHIN-Instrument kontinuierlich Teilcheneinfälle im interplanetaren Raum (siehe Abb. 4.1). Die Analyse der Flugdaten ergibt:

- In den Pulshöhenmatrizen lassen sich die am Meßort vorhandenen Teilchensorten (Elektronen, Protonen, Deuterium-, ^3He - und ^4He -Kerne) identifizieren (Abb. 4.3) und mit dem aus der Eichung entwickelten Verfahren zuordnen (Abb. 4.5).
- Bei isotropem Teilcheneinfall zeigt sich ein Untergrund in den Pulshöhenmatrizen durch eine fehlerhafte Energiebestimmung von Teilchen (Abb. 4.6, 4.7 und B.3).
- Daraus ergibt sich eine Verunreinigung der Zählkanäle des Instruments (Abb. 4.8, 4.9, 4.10).
- Für Elektronen und Nukleonen werden Korrekturverfahren zur Bereinigung der Zeitprofile und zur Bestimmung der Energiespektren der Teilchenspezies angegeben (Abschnitt 4.3).
- Der Energiebereich des Instruments wird für die Nukleonen durch die Pulshöhenmatrix des Integralkanal bis zu Energien deutlich oberhalb von 100 MeV/n ausgedehnt (Tab. 4.6).

Mit den entwickelten Auswertemethoden wurden im Rahmen der wissenschaftlichen Zielsetzung des Instruments ausgewählte Phänomene in den Flugdaten der Anfangsphase der Mission untersucht: (a) die galaktische kosmische Strahlung im solaren Minimum, (b) das impulsive solare Ereignis vom 9. Juli 1996 und (c) korotierende Wechselwirkungszonen bei hohen und niedrigen Energien. Die Ergebnisse zeigen:

- Die mit dem EPHIN-Instrument bestimmten absoluten Intensitäten und Energiespektren von Protonen, ^4He (anomale Komponente), ^3He , ^2H und Elektronen der galaktischen kosmischen Strahlung sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen anderer Instrumente zu Zeiten des solaren Minimums (Abb. 5.6, 5.7, 5.8, 5.10, 5.11).

- Die zeitlichen Variationen der Intensitäten im Verlauf des solaren Ereignisses und der korotierenden Wechselwirkungszone werden zuverlässig wiedergegeben (Abb. 5.12, 5.18).
- Das Verfahren der Teilchentrennung ermöglicht neben der selektiven Behandlung der Protonen, ^4He -Kerne und Elektronen auch die Bestimmung der Spektren von galaktischen ^3He - und Deuterium-Kernen sowie des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnisses galaktischer Teilchen (Abb. 5.9, 5.10) und in solaren Ereignissen (Abb. 5.13, 5.14, 5.15, 5.16).
- In der Kurzzeitmodulation zeigt sich ein unterschiedliches Verhalten der anomalen Komponente im Vergleich mit den Protonen gleicher Energie und mit Protonen gleicher Steifigkeit (Abb. 5.21, 5.22).
- Das EPHIN-Instrument ist eine gute 1-AU-Baseline für die Raumsonde ULYSSES zur Untersuchung der galaktischen kosmischen Strahlung und der korotierenden Wechselwirkungsregionen (Abb. 5.25).
- Relativistische schwere Kerne bis zum Neon werden beobachtet (Abb. 5.26, 5.27).

Es ist anhand des bisherigen Missionsverlaufs zu erwarten, daß das EPHIN-Instrument an Bord der Raumsonde SOHO zu neuen Erkenntnissen bei den wissenschaftlichen Fragestellungen zur kosmischen Strahlung in der Heliosphäre beitragen kann. Das Instrument funktioniert und liefert zuverlässige Meßdaten von geladenen energiereichen Teilchen.

6.2 Ausblick

Unter Anwendung der angegebenen Korrekturverfahren können die unterschiedlichen Teilchenspezies im interplanetaren Raum beobachtet werden. Es verbleiben einige offene Fragestellungen zum ergänzenden Verständnis des Instrumentverhaltens: (1) die Auswertung weiterer Eichmessungen hinsichtlich schräger Teilcheneinfälle und veränderter Strahlposition, (2) die Simulation von Elektronen mit dem erweiterten Sensormodell speziell bei kleinen Energien (Kanal E150), (3) Untersuchungen zum Ansprechvermögen des Antikoinzidenzdetektors, (4) die Auswertung der On-Board Histogramme mit der Entwicklung notwendiger Korrekturverfahren und (5) die Bestimmung der Langzeitstabilität des Instruments während der Mission (Energieauflösung, Energie/Signal-Konversion, Diskriminatorschwellen, Alterungsprozesse).

Die Meßergebnisse des EPHIN-Instruments sollten mit den Ergebnissen der weiteren Instrumenten der CEPAC-Kollaboration (sog. 'Interkalibration') und darüber hinaus mit den anderen Teilcheninstrumenten auf SOHO zusammengefaßt werden. Wesentliche neue Erkenntnisse über die Entwicklung solarer Ereignisse werden aus der gemeinsamen Untersuchung von Teilchenereignissen mit den optischen Instrumenten an Bord der Raumsonde erwartet.

Mit dem Beginn des neuen Solarzyklus werden durch die steigende Sonnenaktivität größere solare Ereignisse erwartet. Zur Anwendung der vorgestellten Verfahren müssen die Auswertmethoden an die speziellen Gegebenheiten (Intensitätsverhältnisse, Teilchenpopulation, etc.) angepaßt werden.

Das EPHIN-Instrument auf der Raumsonde SOHO ist dabei im Verbund mit anderen Instrumenten auch auf anderen Raumsonden wie ULYSSES, IMP8, GOES, WIND, AXAF (mit der zweiten EPHIN-Flugereinheit) u. a. zu sehen und kann in der gemeinsamen Betrachtung einen wertvollen Beitrag zur Erforschung der räumlichen und zeitlichen Struktur der Heliosphäre liefern.

Anhang A

Sensorgeometrie

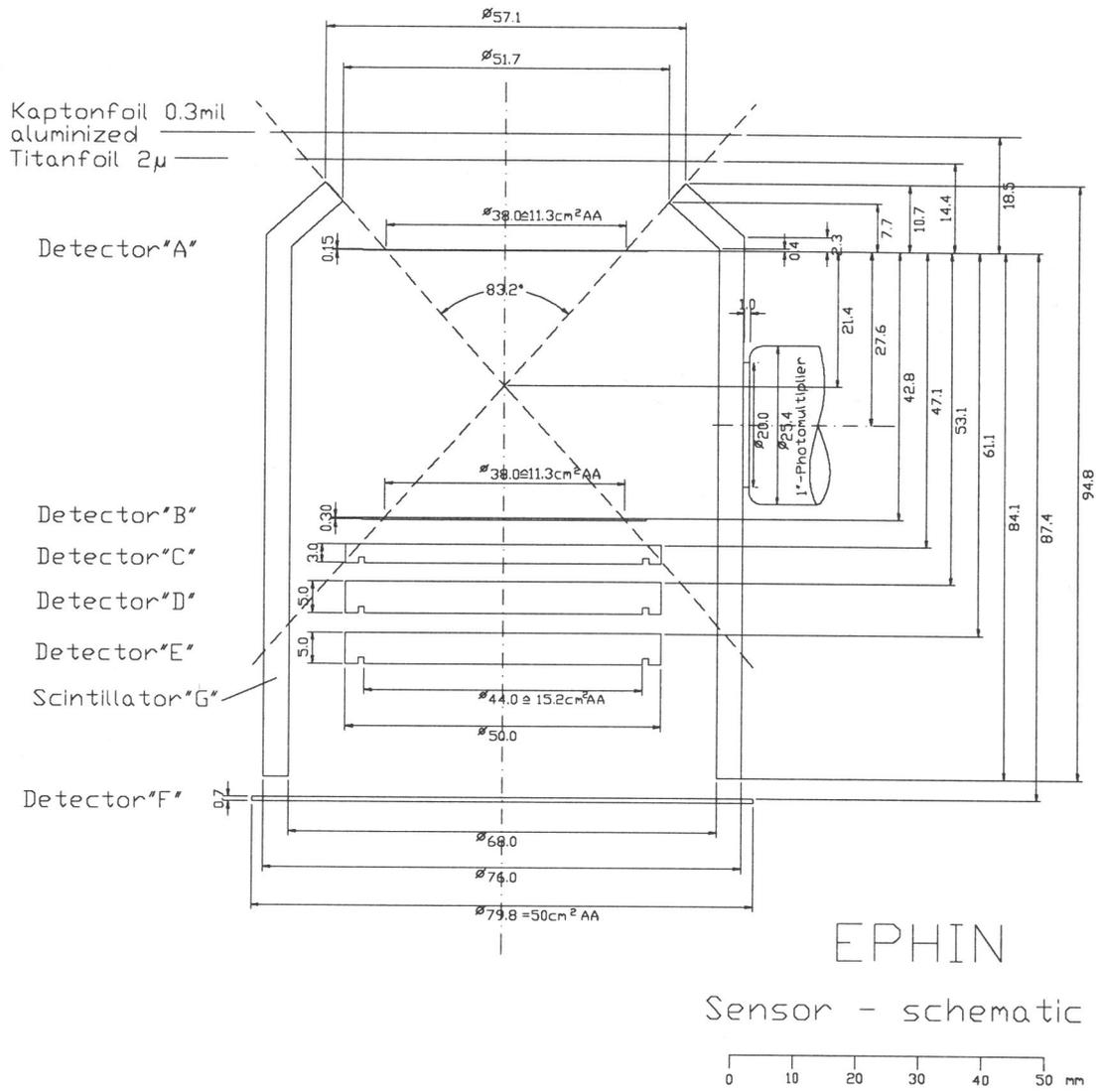


Abbildung A.1: Geometrie des EPHIN-Sensors mit Bemaßung der wesentlichen Details. Die Zeichnung wurde auf die aus physikalischer Sicht wesentlichen Detektoren und Frontfolien reduziert. Die gestrichelten Linien geben den aus den Detektoren A und B gebildeten Öffnungskegel wieder.

Anhang B

Pulshöhenmatrizen

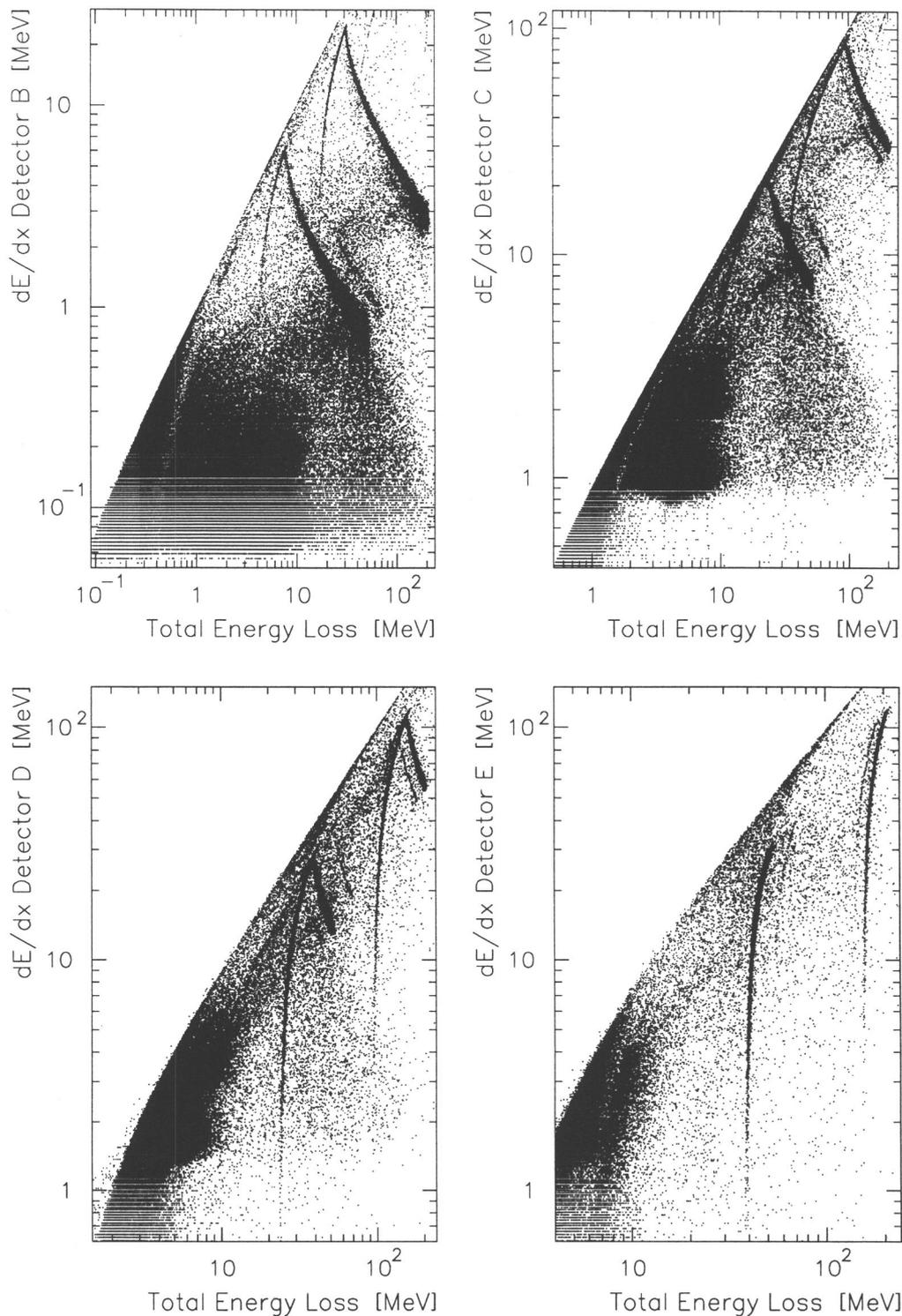


Abbildung B.1: Pulshöhenmatrix steckenbleibender Teilchen zu ruhigen Zeiten aus dem Zeitraum DoY95341 bis 96171. Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor B (*oben links*), C (*oben rechts*), D (*unten links*) und E (*unten rechts*) über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen für Teilcheneinfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente). Die Pulshöhenmatrix für Detektor A befindet sich in Kapitel 4 unter Abbildung 4.2. Deutlich sind die drei Teilchenpopulationen voneinander zu unterscheiden: Elektronen im unteren Bereich, Protonen in der Mitte und ^4He mit den großen Energieverlusten im oberen Bereich. Als etwas höher liegender Schatten der Protonenverteilung ist Deuterium zu erkennen, unter der ^4He -Verteilung wird ^3He sichtbar. Steckenbleibende Nukleonen ordnen sich in den aufsteigenden Ästen des jeweiligen Detektors an; der Energieverlust fällt wieder ab mit Verlassen des Detektors und dem entsprechendem Anstieg im nächst Folgenden. Mit Erreichen des Detektors F werden die Teilchen dem Integral-Kanal zugeordnet und verlassen das Teleskop.

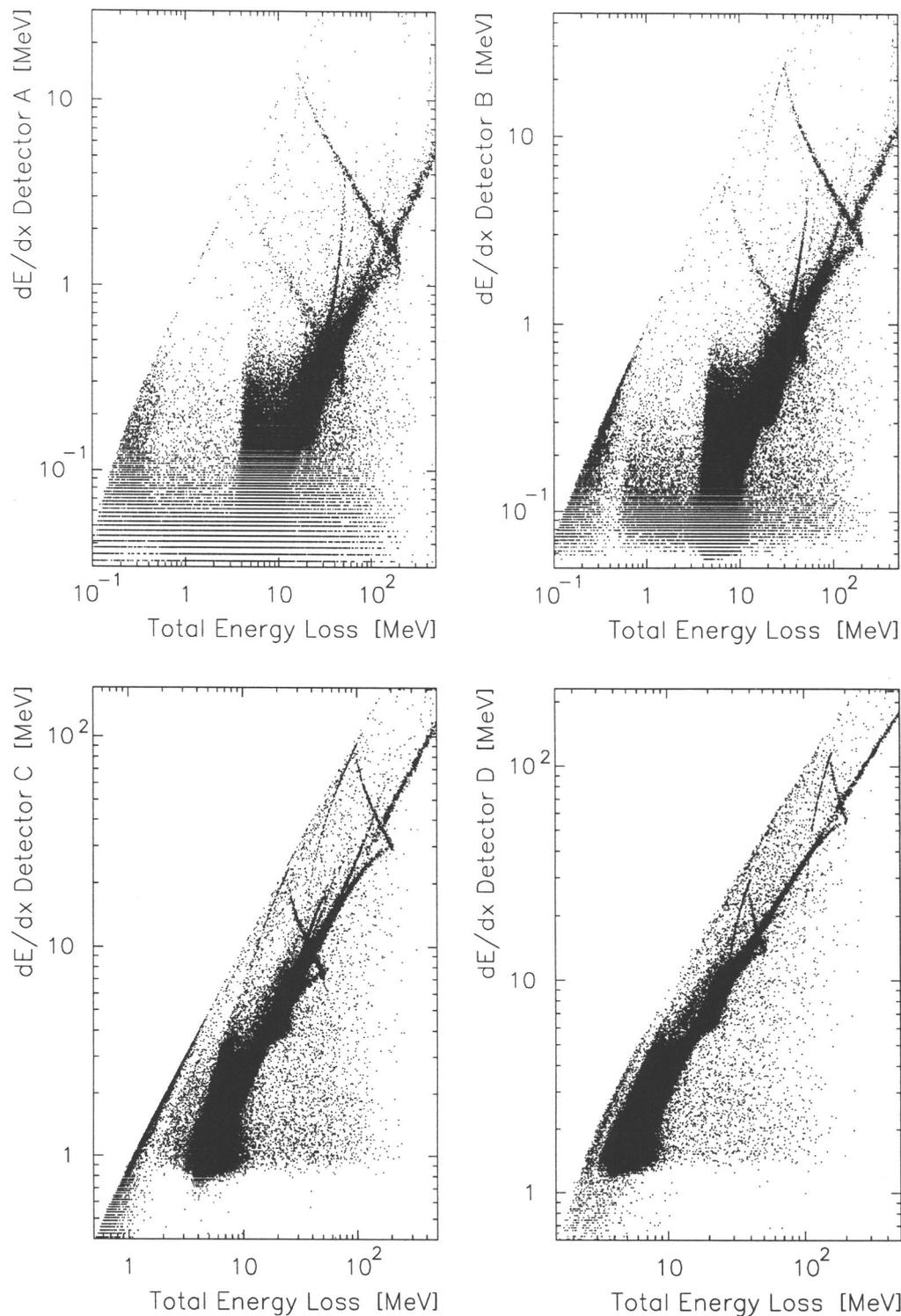


Abbildung B.2: Pulshöhenmatrix steckenbleibender und durchdringender (integraler) Teilchen aus dem ruhigen Zeitraum DoY96007 bis 96012. Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor A (*oben links*), B (*oben rechts*), C (*unten links*) und D (*unten rechts*) über dem Gesamtenergieverlust der Teilchen für übereinanderliegende Segmentkombinationen. Die Pulshöhenmatrix für Detektor E befindet sich in Kapitel 4 unter Abbildung 4.14. Neben den in Abbildung B.1 untersuchten Signaturen steckenbleibender Teilchen ist hier die Fortsetzung durchdringender Teilchen mit steigender Energie enthalten: der Energieverlust in den einzelnen Detektoren und damit der detektierte Gesamtenergieverlust wird zunehmend geringer, der Ast bewegt sich nach links unten zu den deutlich erkennbaren Verbreiterungen minimal-ionisierender Teilchen. Auffällig sind weiterhin die frei-endenden Äste rückwärtiger Teilchendurchgänge von Protonen, Deuterium und ⁴He-Kernen sowie die Spuren großer Signale jenseits vom ⁴He: der minimal-ionisierende Energieverlust der schweren Kerne Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff.

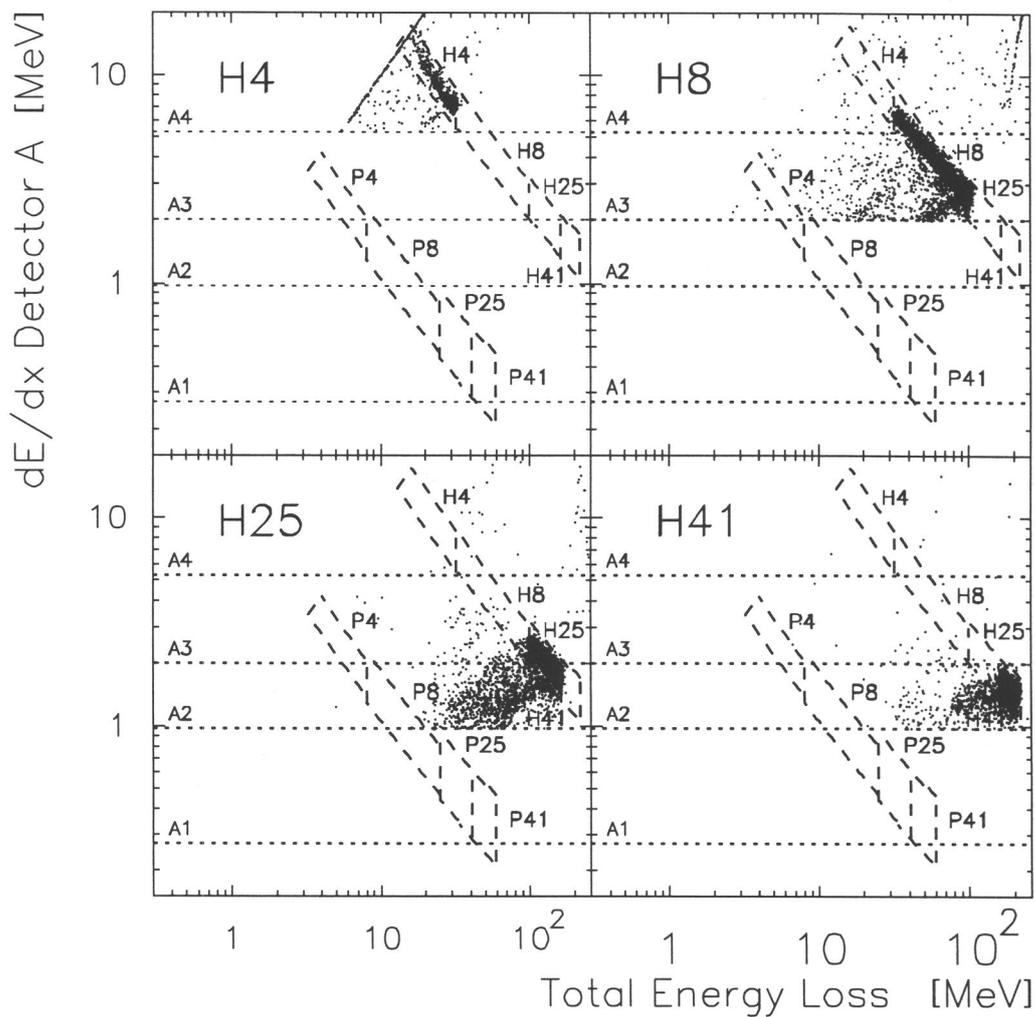


Abbildung B.3: Pulshöhenmatrix der Einträge in den Koinzidenzkanälen H4, H8, H25 und H41 für den Teilcheneinfall in der vollen Aperturöffnung. Dargestellt ist der Energieverlust im Detektor A über dem registrierten Gesamtenergieverlust der Teilchen zu ruhigen Zeiten. Mit Hilfe der Masken werden die ^4He -Kerne in der definierten Geometrie des Instruments zuverlässig selektiert. Unterhalb der Masken sind die Ausläufer der Teilcheneinfälle zu erkennen, die in den Halterungen der tieferliegenden Detektoren die Restenergie unregistriert abgeben. Ein Teil des Ausläufers des Kanals H8 wird dem Protonenkanal P8 zugeordnet.

Anhang C

Massentrennung

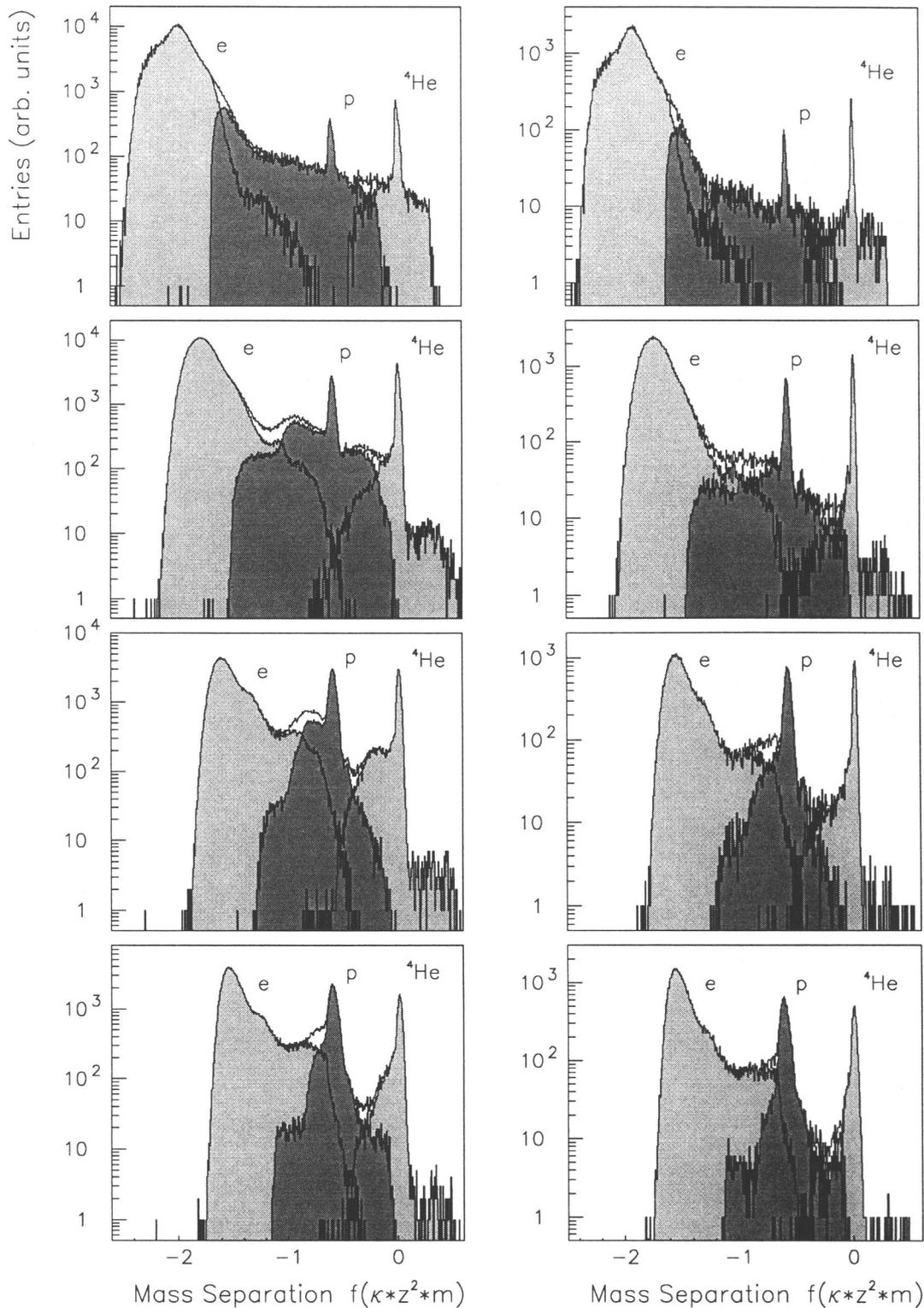


Abbildung C.1: Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ in den Flugdaten zu ruhigen Zeiten (DoY95341 bis 96171) durch Projektion entlang der ${}^4\text{He}$ -Schwerpunktcurve im Detektor A (Abstandsbestimmung). *links*: die volle Apertur ohne Berücksichtigung der Segmentierung, *rechts*: nur Einfälle 0. Ordnung (übereinanderliegende Segmente). Die Darstellung ist von oben nach unten mit steigender Eindringtiefe der Teilchen gestaffelt: Tiefe 2 (*oben*) mit den Koinzidenttypen E150, P4 und H4, darunter Tiefe 3 (E300, P8, H8), Tiefe 4 (E1300, P25, H25) und *unten* Tiefe 5 mit den Kanälen E3000, P41 und H41. Deutlich erkennbar sind die Teilchenpopulationen Elektronen, Protonen und ${}^4\text{He}$, auf der rechten Seite werden auch kleine Anteile Deuterium und ${}^3\text{He}$ sichtbar. Auch nach Einschränkung auf übereinanderliegende Segmente gibt es starke Überlappungen bei den Koinzidentzuordnungen.

Anhang D

Ansprechschwelle

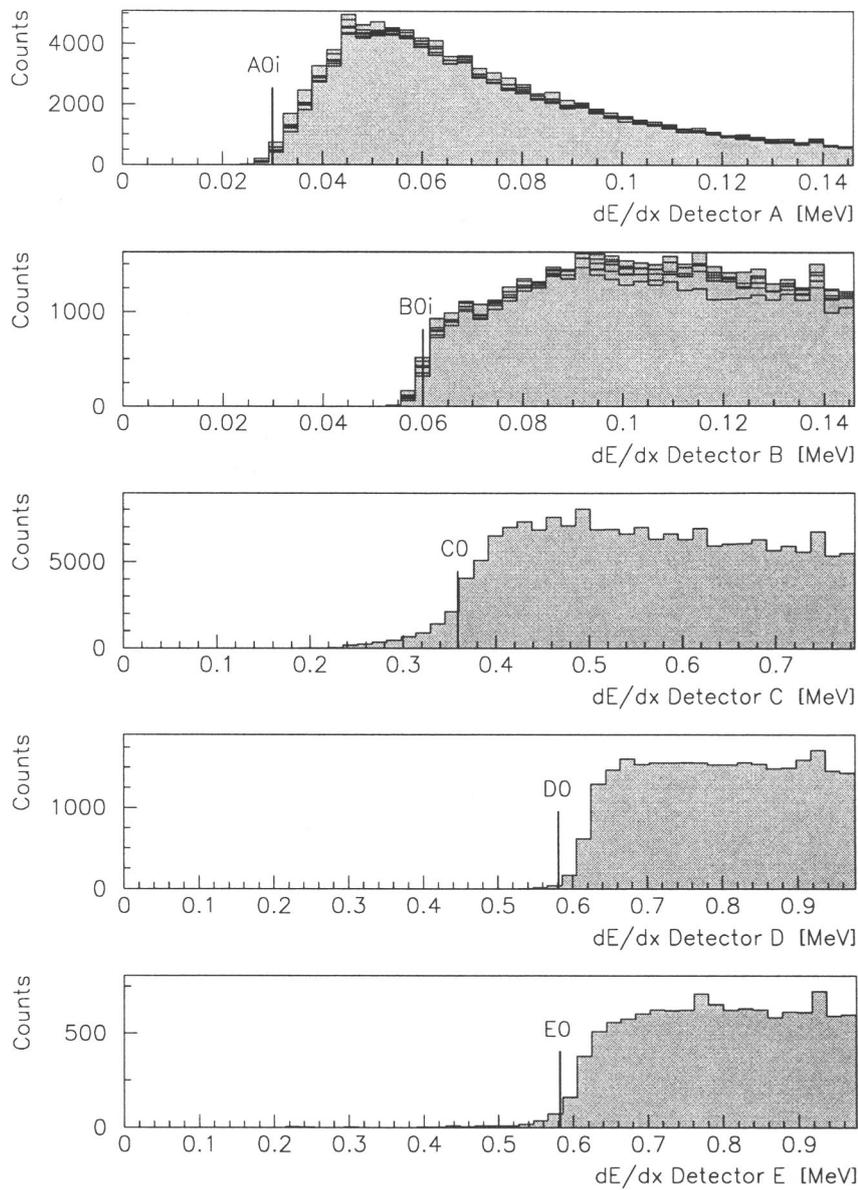


Abbildung D.1: Verifikation der Ansprechschwellen der Detektoren, bei denen eine Pulshöhenanalyse durchgeführt wird. Für die Detektoren A bis E wurden die nominellen Werte der Schwellen markiert und die im jeweiligen Detektor steckenbleibenden Teilchen eingetragen. Die Auflösung der Darstellung entspricht den binären Schritten der Analog/Digital-Konverter. Die je 6 Kanäle der Detektoren A_i und B_i wurden übereinandergelegt und laufen synchron durch die Ansprechschwelle ($i = 0.5$). Der wahre Verlauf durch die A_{0i} -Schwellen wird durch die Messung von Teilchen bestimmt, die im Detektor A steckenbleiben. Hierzu muß die Koinzidenzlogik mit dem Failure Mode FMB konfiguriert werden.

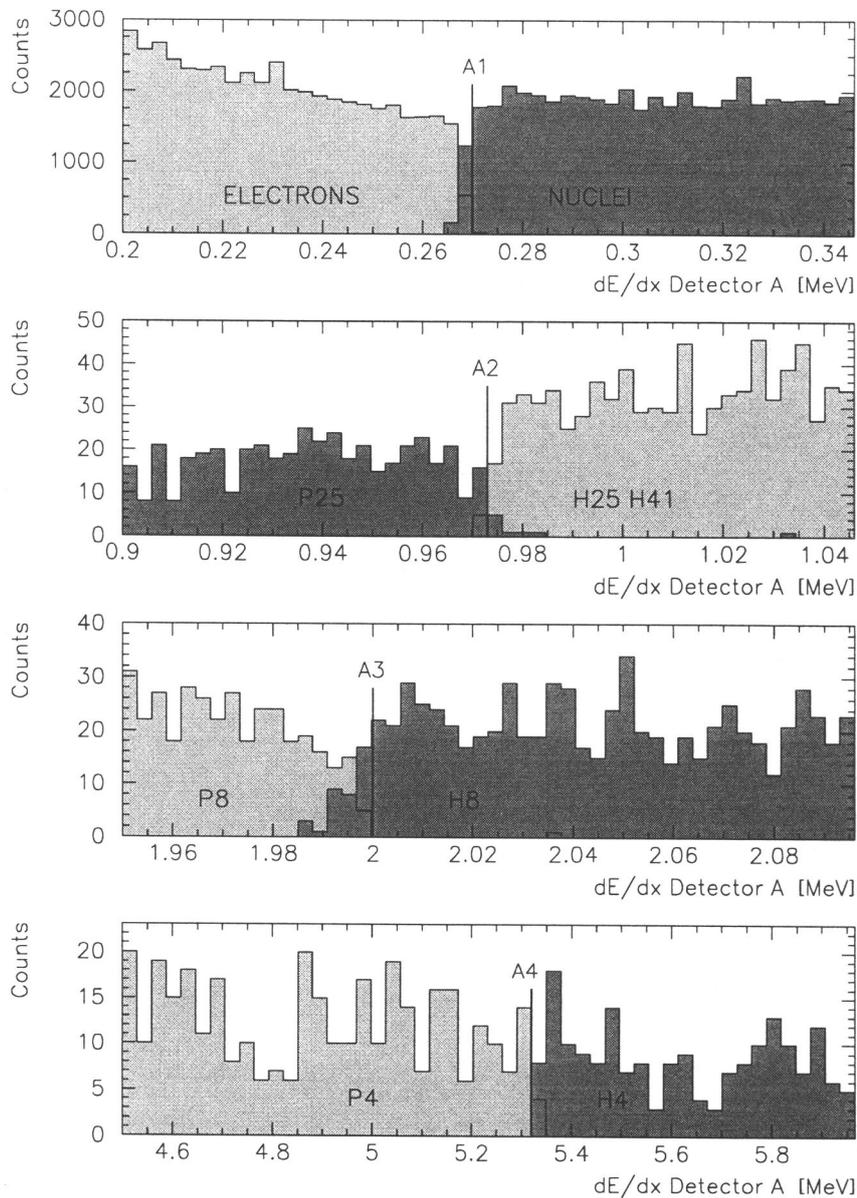


Abbildung D.2: Verifikation der Diskriminatorschwellen A1 bis A4 im Detektor A (die sog. 'physikalischen' Schwellen) durch die Eintragung der zu unterscheidenden Teilchentypen über der Energie im Bereich der Schwelle. Die Auflösung der Darstellung entspricht den binären Schritten der Analog/Digital-Konverter. Die Lage der A1-Schwelle definiert Elektronen und Nukleonen (*oben*), die A2-Schwelle unterscheidet Kanal P25 von H25 und H41, A3 diskriminiert P8 von H8 und die Schwelle A4 den Kanal P4 von H4 (*unten*) (zur Teilchendifferenzierung siehe Abbildung 2.6 und Tabelle 2.7).

Anhang E

On-Board Histogramme

Chn	Exp	Mant	HIST1		HIST2		HIST3 & HIST4		
			Σ dE/dx [keV]		Σ dE/dx [keV]		Σ dE/dx [keV]		
1	000	000	- 50	e	- 200	e	- 400	e	e
2	000	001	- 100	e	- 400	e	- 800	e	e
3	000	010	- 150	e	- 600	e	- 1200	e	e
4	000	011	- 200	e	- 800	e	- 1600	e	e
5	000	100	- 250	e	- 1000	e	- 2000	e	e
6	000	101	- 300	e	- 1200	e	- 2400	e	e
7	000	110	- 350	e	- 1400	e	- 2800	e	e
8	000	111	- 400	e	- 1600	e	- 3200	e	e
9	001	000	- 450	e	- 1800	e	- 3600	e	e
10	001	001	- 500	e	- 2000	e	- 4000	e	e
11	001	010	- 550	e	- 2200	e	- 4400	e	e
12	001	011	- 600	e	- 2400	e	- 4800	e	e
13	001	100	- 650	e	- 2600	e	- 5200	e	e
14	001	101	- 700	e	- 2800	e	- 5600	e	e
15	001	110	- 750	e	- 3000	e	- 6000	e	e
16	001	111	- 800	e	- 3200	e	- 6400	e	e
17	010	000	- 900	e	- 3600	e	- 7200	e	e
18	010	001	- 1000	e	- 4000	e	- 8000	e	e
19	010	010	- 1100	e	- 4400	e	- 8800	e	e
20	010	011	- 1200	e	- 4800	e	- 9600	e	e
21	010	100	- 1300	e	- 5200	e	- 10400	e	e
22	010	101	- 1400	e	- 5600	e	- 11200	e	e
23	010	110	- 1500	e	- 6000	e	- 12000	e	e
24	010	111	- 1600	e	- 6400	e	- 12800	e	e
25	011	000	- 1800	e	- 7200	e	- 14400	e	e
26	011	001	- 2000	e	- 8000	p	- 16000	e	e
27	011	010	- 2200	e	- 8800	p	- 17600	e	e
28	011	011	- 2400	e	- 9600	p	- 19200	e	e
29	011	100	- 2600	e	- 10400	p	- 20800	e	e
30	011	101	- 2800	e	- 11200	p	- 22400	e	e
31	011	110	- 3000	e	- 12000	p	- 24000	e	e
32	011	111	- 3200	e	- 12800	p	- 25600	p	e
33	100	000	- 3600	e	- 14400	p	- 28800	p	e
34	100	001	- 4000		- 16000	p	- 32000	p	e
35	100	010	- 4400	p	- 17600	p	- 35200	p	e
36	100	011	- 4800	p	- 19200	p	- 38400	p	e
37	100	100	- 5200	p	- 20800	p	- 41600	p	p
38	100	101	- 5600	p	- 22400	p	- 44800	p	p
39	100	110	- 6000	p	- 24000	p	- 48000	p	p
40	100	111	- 6400	p	- 25600	p	- 51200	p	p
41	101	000	- 7200	p	- 28800	p	- 57600	p	p
42	101	001	- 8000	p	- 32000	he	- 64000	p	p
43	101	010	- 8800	p	- 35200	he	- 70400	p	p
44	101	011	- 9600	p	- 38400	he	- 76800		p
45	101	100	- 10400	p	- 41600	he	- 83200		p
46	101	101	- 11200	p	- 44800	he	- 89600	he	p
47	101	110	- 12000	p	- 48000	he	- 96000	he	
48	101	111	- 12800	p	- 51200	he	- 102400	he	
49	110	000	- 14400		- 57600	he	- 115200	he	
50	110	001	- 16000	he	- 64000	he	- 128000	he	
51	110	010	- 17600	he	- 70400	he	- 140800	he	
52	110	011	- 19200	he	- 76800	he	- 153600	he	he
53	110	100	- 20800	he	- 83200	he	- 166400	he	he
54	110	101	- 22400	he	- 89600	he	- 179200	he	he
55	110	110	- 24000	he	- 96000	he	- 192000	he	he
56	110	111	- 25600	he	- 102400	he	- 204800	he	he
57	111	000	- 28800	he	- 115200	he	- 230400	he	he
58	111	001	- 32000	he	- 128000	he	- 256000	he	he
59	111	010	- 35200	he	- 140800	he	- 281600		he
60	111	011	- 38400	he	- 153600	he	- 307200		he
61	111	100	- 41600	he	- 166400	he	- 332800		he
62	111	101	- 44800	he	- 179200		- 358400		
63	111	110	- 48000	he	- 192000		- 384000		
64	111	111	- 51200	he	- 204800		- 409600		

e = electron, p = proton, he = helium

Tabelle E.1: Die Zuordnung der Teilchenpopulationen und Energien zur Kanalnummer (*Chn*) der On-Board Histogramme. Mit einer Akkumulationsperiode von 8 Minuten werden in Echtzeit aus den Pulshöhendaten vier Histogramme in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Teilchen erstellt (HIST1: A B, HIST2: A B C, HIST3: A B C D, HIST4: A B C D E).

Literaturverzeichnis

- [Alf77] H. Alfvén. Electric currents in cosmic plasmas. *Rev. Geophys. Space Res.* 15, 271, 1977.
- [BBM⁺87] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson und P. Zancarini. *GEANT3*. Cern Data Handling Division, Genf, 1987. (DD/EE/84-1).
- [BDBD93] S. Biswas, N. Durgaprasad, M. Banashree und A. Dutta. ANURADHA and low-energy cosmic rays. *Space Sci. Rev.* 62, 3–65, 1993.
- [BDH91] M. Bialk, W. Dröge und B. Heber. Determination of the response function of the University of Kiel HELIOS Cosmic Ray Instrument by Monte Carlo Simulation. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin/Ireland 3*, 764, 1991.
- [Bet53] H. A. Bethe. *Molière's theory of multiple scattering*. 1256-1266, *Phys. Rev.* 89, 1953.
- [Bia91] M. Bialk. *Übersprechkorrektur der Elektronen- und Protonenkanäle des Kieler Experiments E6 an Bord der Raumsonden Helios 1 und 2*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 92/5).
- [Bia96] M. Bialk. *Energieriche Protonen von 4–4000 MeV im inneren Sonnensystem: Messungen des Kieler Teilchenteleskops an Bord der Raumsonden Helios 1 und 2*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1996.
- [BMS79] T. S. Bastian, R. B. McKibben und J. A. Simpson. Recurrent modulation of galactic cosmic rays and the anomalous helium. *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf. 12*, 324–327, 1979.
- [Can95] H. V. Cane. The structure and evolution of interplanetary shocks and the relevance for particle acceleration. *Nucl. Physics, BC Proc. Suppl. 39A*, 35, 1995.
- [CGW95] J. Chen, T. G. Guzik und J. P. Wefel. The ³He/⁴He ratios for solar energetic particle events during the Combined Release and Radiation Effects Satellite mission. *Astrophys. J.* 442, 875–885, 1995.
- [CMR86] H. V. Cane, R. E. McGuire und T. T. von Roseninge. Two classes of solar energetic particle events associated with impulsive and long-duration soft X-ray flares. *Astrophys. J.* 301, 448, 1986.
- [CS96] A. C. Cummings und E. C. Stone. Composition of anomalous cosmic rays and implications for the heliosphere. *Proc. ISSI Workshop SRL*, 96–18, 1996.

- [DMEM89] W. Dröge, P. Meyer, P. Evenson und D. Moses. Electron acceleration in solar flares. *Solar Phys.* 121, 1989.
- [Drö94] W. Dröge. *Transport solarer energetischer Teilchen*. Habilitation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1994.
- [Drö95] W. Dröge. Energetic solar electron spectra and gamma-ray observations. *Proc. High Energy Solar Physics Workshop, GSFC Aug 16-18, 1995*.
- [EGMM⁺83] P. Evenson, M. Garcia-Munoz, P. Meyer, K. R. Pyle und J. A. Simpson. A quantitative test of solar modulation theory: The proton, helium, and electron spectra from 1965–1979. *Astrophys. J. (Lett.)* 275, L15, 1983.
- [Ele92] I. Elenedt. *Ortsauflösende Messungen an Ionen-implantierten Detektoren und Testmessungen an einem Analogverstärkerkanal des EPHIN-Instrumentes der Raumsonde SOHO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1992.
- [FDP95] B. Fleck, V. Domingo und A. Poland. *The SOHO Mission*. Kluwer Academic Press, Dordrecht, Boston, London, 1995.
- [FDR⁺91] P. Ferrando, R. Ducros, A. Raviart, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks und G. Wibberenz. Observation of Jovian electrons by the ULYSSES electron telescope. In *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin, Ireland, Vol. 3, p. 366–369*, 1991.
- [Fer93] P. Ferrando. Cosmic ray propagation and origin. *23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, 1993.
- [Fis71] L. A. Fisk. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *J. Geophys. Res.* 76, 221, 1971.
- [Fis86] L. A. Fisk. The anomalous component, its variation with latitude and related aspects of modulation. *The sun and the heliosphere in three dimensions* (ed. R. G. Marsden), D. Reidel, Dordrecht, 401, 1986.
- [Flü91] E. Flückiger. Solar and terrestrial modulation. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.* 5, 273, 1991.
- [For93] S. Forthmann. *Analyse eines Sensorkonzeptes – Monte-Carlo-Simulation für den Elektronen-Nachweis des Kieler EPHIN-Instruments an Bord des SOHO-Raumfahrzeugs*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1993. (IFKKI Gelbe Reihe 93/2).
- [Fou90] P. Foukal. *Solar Astrophysics*. John Wiley and Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1990.
- [FP66] V. C. A. Ferraro und C. Plumpton. *Magneto-Fluid Mechanics*. Clarendon Press, Oxford, 1966.
- [GMPS90] M. Garcia-Munoz, K. R. Pyle und J. A. Simpson. Solar modulation in the heliosphere: Time and space variations of anomalous helium and galactic cosmic rays. In *Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf., Adelaide, Australia. Vol. 6, p. 164*. 1990.
- [Gre83] G. Green. *Pitchwinkelverteilungen energiereicher geladener Teilchen: ihre Rekonstruktion aus sektorisierten Intensitäten und ihre Bedeutung für die Untersuchung interplanetarer Ausbreitungsmechanismen*. Habilitation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1983.

- [Hat93] R. Hatzky. *Systematische Analyse von Pitchwinkelverteilungen energiereicher Teilchen: Am Beispiel der Raumsonde ULYSSES*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1993. (IFKKI Gelbe Reihe 93/5).
- [Heb91] B. Heber. *Nachweischarakteristik des Kieler Experiments an Bord der Sonnensonde HELIOS für Protonen im interplanetaren Raum*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [Her66] G. Hertz. *Lehrbuch für Kernphysik*. Teubner, Leipzig, 1966.
- [Her93] K. Herzog. *Ansprechverhalten des Antikoinzidenz-Szintillators des Kieler SOHO-Experiments*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1993.
- [Hoo91] K.-D. Hoop. *Nachweischarakteristik des Kieler Experiments an Bord der Raumsonde GALILEO-Probe für Protonen im Strahlungsgürtel des Jupiter*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [IS94] D. S. Intriligator und G. L. Siscoe. Stream interfaces and energetic ions closer than expected: Analyses of Pioneer 10 and 11 observations. *Geophys. Res. Lett.* **21**, 1117–1120, 1994.
- [ISW⁺95] D. S. Intriligator, G. L. Siscoe, G. Wibberenz, H. Kunow und J. T. Gosling. Stream interfaces and energetic ions II: Ulysses test of Pioneer results. *Geophys. Res. Lett.* **22**, No. 10, 1173–1176, 1995.
- [Jok91a] J. R. Jokipii. The anomalous component of cosmic rays. *Adv. Space Res.*, 1991.
- [Jok91b] J. R. Jokipii. Variations of the cosmic ray flux. In C.P. Sonett, M.S. Giampapa und M.S. Matthews (Hrsg.), *The Sun in Time*. The University of Arizona, Tucson, 1991.
- [Kal89] M.-B. Kallenrode. *Injektion energetischer Teilchen in solaren Flares*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989.
- [KCW92] M.-B. Kallenrode, E. W. Cliver und G. Wibberenz. Composition and azimuthal spread of solar energetic particles from impulsive and gradual events. *Astrophys. J.* **394**, 351, 1992.
- [Kem80] J. Kemmer. Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process. *Nucl. Instr. and Meth.* **169**, 499–502, 1980.
- [Kem84] J. Kemmer. Improvement of detector fabrication by the planar process. *Nucl. Instr. and Meth.* **226**, No. 1, 89–93, 1984.
- [KFG⁺88] H. Kunow, H. Fischer, G. Green, R. Müller-Mellin, G. Wibberenz, H. Holweger, P. Evenson, J. P. Meyer, N. Hasebe, T. von Rosenvinge, D. Reames, J. Medina, M. Witte, M. Matsuoka, R. G. Marsden, R. R. Sanderson, K.-P. Wenzel, S. McKenna-Lawlor, J. Sequeiros, T. Doke und J. Kikuchi. 'COSTEP' – Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser for SOHO. *The SOHO Mission – Scientific and Technical Aspects of the Instruments*. V. Domingo, editor, ESA SP-1104, 75–80, 1988.

- [Kle91] B. Klemt. *Messung der Randeffekte und der Energieauflösung an segmentierten Ionen-implantierten Silizium-Detektoren für den erstmaligen Einsatz im Weltraum an Bord der Raumsonde SOHO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [KMMS⁺92] H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks, S. McKenna-Lawlor und J. Sequeiros. CO-STEP – Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser for SOHO – Scientific Goals and Data Description. *Proc. First SOHO Workshop*, ESA SP-348, 43–46, 1992.
- [Kow70] E. Kowalski. *Nuclear Electronics*. Springer, New York, Heidelberg, 1970.
- [Kro86] R. Kroeger. Measurements of hydrogen and helium isotopes in galactic cosmic rays from 1978 through 1984. *Astrophys. J.* 303, 816–828, 1986.
- [KRS⁺85] S. W. Kahler, D. V. Reames, N. R. Sheeley, R. A. Howard, M. J. Koomen und D. J. Michels. A comparison of solar ³He-rich events with type II bursts and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 290, 742, 1985.
- [KWG⁺91] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, R. Müller-Mellin und M.-B. Kallenrode. Energetic particles in the inner solar system. In R. Schwenn und E. Marsch (Hrsg.), *Physics of the Inner Heliosphere, Volume 2*. Springer, Berlin, 1991.
- [Lee83] M. A. Lee. The association of energetic particles and shocks in the heliosphere. *Rev. Geophys. Space Res.* 21, 324, 1983.
- [Lop95] C. Lopate. The Deuterium/Proton Ratio as a Measure of Anomalous Hydrogen. *Proc. 24th International Cosmic Ray Conference, Rome/Italy 4*, 812, 1995.
- [LRPP96] J. A. Le Roux, M. Potgieter und V. S. Ptuskin. A transport model for the diffusive shock acceleration and modulation of anomalous cosmic rays in the heliosphere. *J. Geophys. Res.* 101, 4791–4803, 1996.
- [Lun84] N. Lund. Cosmic-Ray Elemental Abundances. *Adv. Space Res.* 4, No. 2-3, 5–14, 1984.
- [Mew88] R. A. Mewaldt. The abundances of isotopes in the cosmic radiation. *Proc. Symp. on Cosmic Abundances of Matter SRL 88-11*, 1988.
- [Mew95] R. A. Mewaldt. Evidence for Anomalous Cosmic Ray Hydrogen During the 1976-1977 Solar Minimum. *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. 4*, 808, 1995.
- [Mey72] J. P. Meyer. *Astron. and Astrophys.* 7, 417, 1972.
- [MGB⁺90] C. Manfredotti, G. Gervino, E. Bagnolatti, A. Gabutti, M. Boero und E. Monticone. Construction and performance of diffused and ion-implanted silicon microstrip detectors. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A286*, 238–242, 1990.
- [Mih87] J. D. Mihalov. Heliospheric shocks (excluding planetary bow shocks). *Rev. Geophys.* 25, 697, 1987.
- [ML64] F. B. McDonald und G. H. Ludwig. Measurement of low-energy primary cosmic-ray protons on IMP-1 satellite. *Phys. Rev. Letters* 13, 783, 1964.

- [MMKF⁺95] R. Müller-Mellin, H. Kunow, V. Fleißner, E. Pehlke, E. Rode, N. Röschmann, C. Scharmberg, H. Sierks, P. Ruzsnyak, S. McKenna-Lawlor, I. Elendt, J. Sequeiros, D. Meziat, S. Sanchez, J. Medina, L. del Peral, M. Witte, R. G. Marsden und J. Henrion. COSTEP – Comprehensive Suprathermal and Energetic Particle Analyser. *Solar Physics* 162, 483–504, 1995.
- [Mol48] G. Molière. *Theorie der Streuung geladener schneller Teilchen, II. Mehrfach- und Vielfachstreuung*. 78-97, Z. f. Naturforschung 3a, 1948.
- [Mos87] D. Moses. Jovian electrons at 1 AU: 1978–1984. *Astrophys. J.* 313(1), 471–486, 1987.
- [MRW74] P. Meyer, R. Ramaty und W. R. Webber. Cosmic rays - astronomy with energetic particles. *Physics Today* 27, 10, 1974.
- [MS69] P. Marmier und E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles (Vol. 1)*. Academic Press, New York, London, 1969.
- [MSZ⁺95] R. B. McKibben, J. A. Simpson, M. Zhang, S. Bame und A. Balogh. ULYSSES out-of-ecliptic observations of “27-day” variations in high energy cosmic ray intensity. *Space Sci. Rev.* 72, 403–408, 1995.
- [Neu84] H.-H. Neustock. *HELIOS Messungen der Injektion energetischer Elektronen und Nukleonen bei solaren Flares mit Gammastrahlungsemission*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1984.
- [Par58a] E. N. Parker. Cosmic-ray modulation by solar wind. *Phys. Rev.* 110, 1445, 1958.
- [Par58b] E. N. Parker. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* 128, 664, 1958.
- [Par63] E. N. Parker. *Interplanetary Dynamical Processes*. Wiley and Sons, New York, 1963.
- [Par65] E. N. Parker. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* 13, 9–49, 1965.
- [Pot93] M. S. Potgieter. Modulation of cosmic rays in the heliosphere. *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., invited Paper*, 213, 1993.
- [PSV77] R. Pallavicini, S. Serio und G. S. Vaiana. A survey of soft X-ray limb flare images: the relation between their structure and other physical parameters. *Astrophys. J.* 216, 108, 1977.
- [Ras95] C. Rastoin. *Les électrons de Jupiter et de la Galaxie dans l'héliosphère d'après l'expérience KET à bord de la sonde spatiale ULYSSE*. Dissertation, Université de Paris VII-Denis Diderot, Paris, 1995.
- [Rea90] D. V. Reames. Acceleration of energetic particles by shock waves from large solar flares. *Astrophys. J. Lett.* 158, L63, 1990.
- [Rea93] D. V. Reames. Non-thermal particles in the interplanetary medium. *Adv. Space Sci. Res.* 13(9), 331, 1993.

- [RKS91] D. V. Reames, M.-B. Kallenrode und R. G. Stone. Multi-spacecraft observations of solar ^3He -rich events. *Astrophys. J.* 380, 287, 1991.
- [RMM96] J. P. L. Reinecke, H. Moraal und F. B. McDonald. The cosmic radiation in the heliosphere at successive solar minima 3. Steady state drift solutions of the transport equation. *J. Geophys. Res.* 101, 21,581–21,588, 1996.
- [Ros52] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, New York, 1952.
- [RWC96] I. G. Richardson, G. Wibberenz und H. V. Cane. The relationship between recurring cosmic ray depressions and corotating solar wind streams at ≤ 1 AU: IMP8 and HELIOS 1 and 2 anticoincidence guard rate observations. *J. Geophys. Res.* 2, 2723, 1996.
- [SBM⁺95] T. R. Sanderson, V. Bothmer, R. G. Marsden, K. J. Trattner, K.-P. Wenzel, A. Balogh, R. J. Forsyth und B. E. Goldstein. The Ulysses south polar pass: energetic ion observations. *Geophys. Res. Lett.* 22, 3357, 1995.
- [Sch90] R. Schwenn. Large-scale Structure of the Interplanetary Medium. In R. Schwenn und E. Marsch (Hrsg.), *Physics of the Inner Heliosphere. Volume 1*. Springer, Berlin, 1990.
- [Sch93] J.-P. Schulz. *Messung energiereicher Teilchen in der mittleren Heliosphäre an Bord der Raumsonde ULYSSES*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1993.
- [SCL⁺95] J. A. Simpson, J. J. Conell, C. Lopate, R. B. McKibben und M. Zhang. The latitude gradients of galactic cosmic ray and anomalous helium fluxes measured on Ulysses from the sun's south polar region to the equator. *J. Geophys. Res.* 22 No. 23, 3337–3340, 1995.
- [Sie88] H. Sierks. *Auswertung der Eichmessungen des Kieler Elektronenteleskops zur Erstellung von Energiespektren an Bord der Raumsonde Ulysses*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1988. (IFKKI Gelbe Reihe 88/2).
- [Sim89] J. A. Simpson. Evolution of our knowledge of the heliosphere. *Adv. Space Res.* 9(4), 21–24, 1989.
- [SM91] R. Schwenn und E. Marsch. *Physics of the Inner Heliosphere. Volume 1 and 2*. Springer, Berlin, 1991.
- [SOS⁺91] E. S. Seo, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, S. J. Stochaj, W. V. Jones, S. A. Stephens und T. Bowen. Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum. *Astrophys. J.* 378, 763–772, 1991.
- [Sto83] W. Stolz. *Messung ionisierender Strahlung, Grundlagen und Methoden*. Physik-Verlag, Weinheim, 1983.
- [Sul71] J. D. Sullivan. Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes. *Nucl. Instr. and Meth.* 95, 5–11, 1971.
- [SW76] E. J. Smith und J. H. Wolfe. Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneer 10 and 11. *Geophys. Res. Lett.* 3, 137, 1976.

- [Tai71] W. H. Tait. *Radiation Detection*. Butterworths, London, Boston, Sydney, Wellington, Toronto, Durban, 1971.
- [Tho91] A. Thoma. *Messung solarer energiereicher Teilchen im Kieler EPHIN-Instrument an Bord der Raumsonde SOHO – Entwicklung der analogen Signalverarbeitung*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [Tim91a] C. Timmreck. *Analyse eines Sensorkonzeptes – Monte-Carlo-Simulation für den Protonen- und Helium-Nachweis des Kieler EPHIN-Instruments an Bord von SOHO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 91/8).
- [Tim91b] C. Timmreck. *EPHIN – Monte-Carlo-Simulation für den Protonen- und Helium-Nachweis unter Berücksichtigung der passiven Materialien* —. Internes Arbeitspapier, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [Wen91] M. Wendt. *Entwicklung der digitalen Signalverarbeitung und rechnergesteuerten Datenerfassung für das Kieler EPHIN-Instrument an Bord der Raumsonde SOHO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [WG87] J. T. Walton und F. S. Goulding. Silicon radiation detectors with oxide charge state compensation. *IEEE Transactions on Nuclear Science NS-34* 1, 396–400, 1987.
- [Wib91] G. Wibberenz. *Kosmische Strahlung im Sonnensystem*. Erweiterte Fassung eines Vortrages während des DGG-AEP-Seminars "Plasmaphysik im Sonnensystem", Neustadt a. d. W., 21.-23. Mai 1990, Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 91/3).
- [Zöl81] F. Zölllich. *Interplanetare Beschleunigung am Beispiel korotierender Ereignisse: Analyse der Messungen auf HELIOS 1 und 2 in den Jahren 1975 und 1976*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1981.
- [ZSM⁺95] M. Zhang, J. A. Simpson, R. B. McKibben, T. S. Johns, E. J. Smith und J. L. Phillips. Ulysses observations of 26 day intensity variations of cosmic rays and anomalous helium over the south pole. *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf.* 4, 956, 1995.

Tabellenverzeichnis

2.1	Abkürzungen häufig verwendeter Größen	17
2.2	Bedeutung der Größen im Ansatz von SULLIVAN	27
2.3	Geometriefaktoren des idealen Teleskopes nach SULLIVAN	30
2.4	Spezifikation der Halbleiterdetektoren	30
2.5	Zuordnung der Segmentkombinationen zu den Einfallswinkelbereichen	31
2.6	Diskriminatorschwellen des EPHIN-FS bei +20 °C	32
2.7	Energiebereiche und Koinzidenzbedingungen zur Teilchenidentifikation	34
2.8	Meßbereiche und Umschaltsschwellen der Analogkanäle	36
2.9	Materialparameter bei der Simulation des EPHIN-Instruments	46
2.10	Geometriefaktoren des realen Teleskopes für Protonen und Helium	50
3.1	Energieauflösung der Flugdetektoren	57
3.2	Totschichten der Lithium-gedrifteten Detektoren	59
3.3	Energieauflösung für minimal-ionisierende Teilchen (μ -Mesonen)	61
3.4	Masken der Teilchenpopulationen aus der Eichung am HMI/Berlin	65
4.1	Maske zur Selektion der Teilchenpopulationen in den Flugdaten	79
4.2	Anteil der Protonen in den Masken an den Koinzidenzkanälen	83
4.3	Anteil der ^4He -Kerne in den Masken an den Koinzidenzkanälen	87
4.4	Bereinigung der Elektronenkanäle vom Untergrund	90
4.5	Vergleich der Energiebereiche für Elektronen aus Eichung und Flugdaten	92
4.6	Energiekanäle für Protonen und ^4He im Integralkanal	94
5.1	Zuordnung der Sonnenrotationen 2217 bis 2224 zu den Jahrestagen 1995/96	119
E.1	Teilchenpopulationen und Energien in den On-Board Histogrammen	145

Abbildungsverzeichnis

1.1	Beobachtung von Sonnenflecken und Fakulae durch J. Hevelius im Mai 1644	2
1.2	Darstellung der Wirkungen der Sonne auf den interplanetaren Raum	3
1.3	Modell der Heliosphäre	4
1.4	Korrelation der Sonnenfleckenanzahl und Intensität der kosmischen Strahlung . . .	5
1.5	Energiespektren der Nukleonen der galaktischen kosmischen Strahlung	7
1.6	Konfiguration der SOHO-Raumsonde	8
1.7	Positionierung der Raumsonde am Lagrange-Punkt L1	9
1.8	Missionsphasen der SOHO-Mission im Übergang vom Solarzyklus 22 auf 23	10
1.9	Meßbereiche der CEPAC-Instrumente	11
1.10	Energiereiche Protonen in der inneren Heliosphäre	13
2.1	BETHE-BLOCH-Beziehung für geladene Teilchen	19
2.2	Schematischer Aufbau eines Halbleiterdetektors	22
2.3	Schematische Darstellung der segmentierten ionenimplantierten Detektoren	24
2.4	Aufbau des EPHIN-Sensors	29
2.5	Teilchentrennung durch Einschränkung der Einfallswinkelbereiche	31
2.6	Mittlerer Energieverlust in Detektor A / Lage der Diskriminatorschwellen A1..A4 .	33
2.7	Blockdiagramm der EPHIN-Elektronik	35
2.8	Aufbau der Analog-Elektronik	37
2.9	Signalverlauf und Zeitverhalten im Analogzug	38
2.10	Masseführung und Festlegung der Bezugspotentiale	41
2.11	Simulationsmodell des Teilchenteleskopes mit passiven Materialien	45
2.12	Responsefunktionen des idealen Teleskopes für den ^4He -Nachweis	47
2.13	Responsefunktionen des realen Teleskopes für den ^4He -Nachweis	48
2.14	Responsefunktionen für Protonen bei voller Aperturöffnung	49
2.15	Responsefunktionen für Protonen bei Teilcheneinfall 0. Ordnung	51
2.16	Trennvermögen des Detektorsystems für die He-Isotope ^3He und ^4He	52
2.17	Responsefunktionen für den Nachweis von Elektronen im realen EPHIN-Sensor . .	53
3.1	Einzeldetektoreichung des Detektors A mit ^{133}Ba (Elektronen)	56
3.2	Einzeldetektoreichung des Detektors B mit ^{241}Am (α -Teilchen)	57
3.3	Einzeldetektoreichung des Detektors E mit ^{207}Bi (Elektronen)	58
3.4	Einzeldetektorsignal von relativistischen μ -Mesonen	60

3.5	Meßaufbau zur Nukleonen-Eichung am HMI/Berlin	62
3.6	Trennung der Nukleonen p, d, t und ^3He , ^4He am Zyklotron des HMI/Berlin	63
3.7	Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ für die Nukleonen p, d, t und ^3He , ^4He	64
3.8	Unregistrierte Energieverluste und Energieauflösung für Protonen	66
3.9	Meßaufbau am Elektronenbeschleuniger des INW/Gent	67
3.10	Relative Effizienz des Elektronennachweises	69
3.11	Energieauflösungsvermögen für Elektronen	70
3.12	Energieauflösung am Beispiel von 1 MeV Elektronen	70
4.1	Überblick über den Missionszeitraum DoY95341 bis 96194	74
4.2	Pulshöhenmatrix im Detektor A für steckenbleibende Teilchen (ruhige Zeiten)	75
4.3	Pulshöhenmatrix und Ortskurven steckenbleibender Teilchen	77
4.4	Vergleich der Massentrennung bei voller Apertur und Einfall 0. Ordnung	78
4.5	Vergleich der Massentrennung der Flugdaten und Eichmessungen	80
4.6	Anwendung der Parametrisierung aus der Eichung auf die Flugdaten	81
4.7	Pulshöhenmatrix und Maske in den Koinzidenzkanälen P4, P8, P25 und P41	82
4.8	Korrektur der Protonenkanäle durch die Pulshöhenmatrix	84
4.9	Korrigierter Zeitverlauf der Protonenrate vom 9. Juli 1996	85
4.10	Korrektur der Heliumkanäle durch die Pulshöhenmatrix	86
4.11	Pulshöhenmatrix von Elektronen mit 2-Teilchendurchgängen	88
4.12	Bereinigung der Elektronenkanäle vom 1-Teilchen-Untergrund	89
4.13	Korrektur der Elektronenkanäle durch die Pulshöhenmatrix	91
4.14	Pulshöhenmatrix steckenbleibender und durchdringender Teilchen im Detektor E	93
5.1	Teilchenpopulationen in der inneren Heliosphäre	97
5.2	Interplanetare Magnetfeldkonfiguration (Archimedische Spirale)	100
5.3	'Ballerina'-Modell des interplanetaren Magnetfeldes	100
5.4	Energiespektren der verschiedenen Teilchenpopulationen in der Heliosphäre	103
5.5	Festlegung der Perioden ruhiger Zeiten (Quiet Times)	104
5.6	Energiespektrum galaktischer Protonen nahe dem solaren Minimum 1996	105
5.7	Energiespektrum galaktischer ^4He nahe dem solaren Minimum 1996	107
5.8	Energiespektrum von ^3He im Vergleich mit ^4He	108
5.9	$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis zu ruhigen Zeiten	108
5.10	Galaktisches Deuterium im Vergleich mit den Protonen	109
5.11	Energiespektrum galaktischer Elektronen zu ruhigen Zeiten	111
5.12	Zeitverlauf des Ereignisses am 9. Juli 1996 (DoY96191)	112
5.13	Energiespektrum der Protonen im Ereignis DoY96191	114
5.14	Energiespektrum der ^4He -Kerne im Ereignis DoY96191	114
5.15	Massenhäufigkeit im solaren Ereignis DoY96191 (Einfall 0. Ordnung)	115
5.16	Energiespektrum der Elektronen im Ereignis DoY96191	116
5.17	Schema einer korotierenden Wechselwirkungsregion (CIR)	117
5.18	Kurzzeitmodulation durch langsame und schnelle Sonnenwindströme	118

5.19	Korotierende Wechselwirkungszone im Antikoinzidenzdetektor G	119
5.20	Antikorrelation Sonnenwindgeschwindigkeit – Antikoinzidenzdetektor G	120
5.21	Modulation der niederenergetischen Protonen im Kanal P8 bis P41	122
5.22	Modulation der anomalen Helium-Komponente im Kanal H4 bis H41	123
5.23	Zeitverlauf des korotierenden Ereignisses im Dezember 1995	124
5.24	Energiespektrum der Protonen im korotierenden Ereignis	125
5.25	CIR-Strukturen in den Protonenraten von ULYSSES/KET und EPHIN	126
5.26	Die schweren Kerne Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O)	128
5.27	Chemische Zusammensetzung im Integralkanal	128
A.1	Geometrie des EPHIN-Sensors mit detaillierter Bemaßung	134
B.1	Pulshöhenmatrix steckenbleibender Teilchen zu ruhigen Zeiten	136
B.2	Pulshöhenmatrix steckenbleibender und durchdringender Teilchen	137
B.3	Pulshöhenmatrix und Maske in den Koinzidenzkanälen H4, H8, H25 und H41	138
C.1	Massentrennung $f(\kappa z^2 m)$ in den Flugdaten zu ruhigen Zeiten	140
D.1	Verifikation der Ansprechschwellen der Detektoren A bis E	142
D.2	Verifikation der Diskriminatorschwellen A1 bis A4 im Detektor A	143

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

Herrn Prof. Dr. G. Wibberenz danke ich für die Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit sowie für die Bereitstellung der Arbeitsmöglichkeiten und Infrastruktur am Institut. Zahlreiche Gespräche, Hinweise und kritische Diskussionen haben die Arbeit wesentlich gefördert.

Bei allen wissenschaftlichen und technischen MitarbeiterInnen der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik und des EPHIN-Teams, dem Projektleiter Herrn Dipl.-Phys. H. Kunow und den Kolleginnen und Kollegen Dr. M. Bialk, Dr. E. Böhm, Dipl.-Geol. H. Boll, Dr. W. Dröge, Dipl.-Phys. I. Elendt, Dr. H. Fischer, V. Fleißner, Dr. G. Green, Dr. R. Hatzky, Dipl.-Phys. B. Heber, F.-J. Jakobs, Prof. Dr. M.-B. Kallenrode, U. Mende, D. Müller, Dipl.-Phys. R. Müller-Mellin, Dipl.-Phys. E. Pehlke, Dipl.-Ing. E. Rode, Dr. K. Röhrs, Dipl.-Ing. C. Scharmberg und R. Schröder sowie bei den 'Ehemaligen', Dipl.-Ing. T. Brunke, Dipl.-Phys. S. Forthmann, Dipl.-Phys. K. Herzog, Dipl.-Phys. J. Höhne, Dipl.-Phys. B. Klemt, Dipl.-Ing. N. Röschmann, Dipl.-Phys. A. Thoma, Dipl.-Phys. C. Timmreck, Dipl.-Phys. M. Wendt, Dr. R. Wordel, C. Zeiske, und den weiteren Arbeitsgruppen des Hauses, sowie der Werkstatt, Bibliothek und Verwaltung möchte ich mich für die anregende und effektive Zusammenarbeit am Institut bedanken. Ohne die vielfältigen produktiven Beiträge wäre die erfolgreiche Durchführung des Projekts und diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Auch den externen Kollegen des SOHO- und des CEPAC-Teams, den Herren Dr.-Ing. W. Winkelkemper der Firma WRE und Dr. E. Krahn der Firma DORNIER und ihren Teams sowie Herrn Dr. Bohlen am Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin und Herrn Dr. Mondelaers am INW der Universität Gent möchte ich an dieser Stelle für die angenehme Zusammenarbeit und die große Hilfsbereitschaft in wissenschaftlichen und technischen Fragen meinen Dank aussprechen. Die Physik ist ein fortwährender Lernprozeß.

Herzlichen Dank an meine Familie, E. Verónica Daniel Pérez, Hendrik und Dana, für die Unterstützung, Aufmunterung und das Verständnis für lange Stunden der Abwesenheit für das Projekt.

Weiter möchte ich allen danken, die durch ihre Unterstützung und Motivierung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Vielen Dank auch an Frau Claudia Ewald für die Korrektur des Manuskripts während der Weihnachtszeit.

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 Benutzung der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Diese Arbeit lag bisher noch keiner anderen Stelle zur Prüfung vor. Teile der Arbeit wurden zur Wahrung internationaler Prioritäten mit Genehmigung des Dekans der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität Kiel vorab veröffentlicht.

Kiel, den 2. Januar 1997

Holger Sierks

Curriculum Vitae

Name : Dipl.-Phys. Holger Sierks

geboren : 13. Juli 1960 in Eutin

Staatsangehörigkeit : deutsch

Familienstand : verheiratet, 2 Kinder

Schulbildung : 12/1966 – 06/1979 Allgemeine Hochschulreife
Jungmannschule Eckernförde

Studium : 10/1979 – 03/1986 Studiengang Physik / Diplom an der
Christian-Albrechts-Universität Kiel

04/1986 – 05/1988 Diplomarbeit in der Extraterrestrischen Physik
bei Herrn Prof. Dr. G. Wibberenz

„Auswertung der Eichmessungen des Kieler
Elektronenteleskopes zur Erstellung von Energie-
spektren an Bord der Ulysses-Raumsonde“

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik
Christian-Albrechts-Universität Kiel

Berufsweg : 06/1988 - heute wiss. Angestellter / Projektwissenschaftler
am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik

seit 02/1991 Status des Co-Investigators für die Ulysses-Mission

seit 07/1991 Instrument-Manager Soho/EPHIN-Projekt