
**Simulation des
Solar Electron and Proton Telescopes (SEPT)
an Bord der Raumsonde
Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO)
zur Korrektur der Elektronenkanäle**

Masterarbeit

Autor:

Stefan Wraase

Matrikelnummer: 1006239

Datum:

27. Februar 2017

Erstgutachter & Betreuer:
Prof. Dr. Bernd Heber

Zweitgutachter:
Prof. Dr. Sebastian Wolf

CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Experimentelle und Angewandte Physik
Extraterrestrische Physik

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Masterthesis selbständig und lediglich unter Benutzung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht im Rahmen eines anderen Prüfungsverfahrens eingereicht wurde.

Kiel, den _____ , _____
Stefan Wraase

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation & Einleitung	1
2. Wissenschaftlicher Hintergrund	5
2.1. Der Sonnenwind und das interplanetare Magnetfeld	5
2.2. Energiereiche Teilchen in der Heliosphäre	6
2.2.1. Galaktische Kosmische Strahlung	7
2.2.2. Solare Energiereiche Teilchen	10
2.3. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	12
2.3.1. Energieverlust durch Ionisation/Anregung	13
2.3.2. Bremsstrahlung	15
2.3.3. Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie	17
2.3.4. Halbleiterdetektor	17
2.4. Geometriefaktor & Response-Matrix eines Teilcheninstruments	19
2.4.1. Instrumenten Response-Matrix	22
3. Das Solar Electron and Proton Telescope	25
3.1. Sensoraufbau und Messprinzip	25
3.2. Nachteile des Detektorsystems	28
3.3. Response-Matrix des SEPT	29
4. SEPT GEANT4 Simulation	31
4.1. Aufsetzen der SEPT GEANT4 Simulation	31
4.1.1. Das vorhandene SEPT Modell	32
4.1.2. Teilchenquelle	32
4.1.3. Validierung der Teilchenquelle	33
4.1.4. Auswertungsverfahren	37
4.2. Reproduktion des alten Simulationsergebnisses mit Protonen	38
4.2.1. Vergleich der Geometriefaktoren	40
4.3. Ansprechverhalten der Detektoren auf Teilchen von der Seite	46
4.4. Simulation: Vorhandenes Modell, Protonen, 20 keV - 20 GeV	49
4.4.1. Response-Matrix	53
4.4.2. Anmerkung zum Simulationsergebnis	53
4.5. Simulation: Protonen, 20 keV - 20 GeV, erweitertes Modell mit Gehäuse	54
4.5.1. Erweiterung des Modells	54
4.5.2. Simulationsergebnis	55
4.6. Simulation: Protonen, 20 keV - 20 GeV, STEREO-A-SEPT-E-Modell	59
4.6.1. Modellierung des S/C	59
4.6.2. Näherung des S/C als Kugelschale	62
4.6.3. Simulationsergebnis	62

4.7. Simulation: Elektronen, 20 keV - 20 MeV, STEREO-A-SEPT-E-Modell	70
5. Anwendung der Response-Matrizen	76
5.1. Berechnung von GKS Hintergrund-Zählraten	76
5.1.1. Eingangsspektrum: GKS-Spektrum im solaren Minimum	76
5.1.2. Berechnete GKS-Zählraten im Vergleich mit Level-2 SEPT-Messdaten . .	77
5.1.3. Verlauf der Zählraten im solaren Minimum	80
5.2. Untersuchung eines SEP-Events	82
5.2.1. SEP-Event vom 31. August 2012	84
5.2.2. Bestimmen eines Elektronenspektrums	86
5.2.3. Berechnung der Beiträge auf die SEPT-Protonen-Messung	89
5.2.4. Ergebnis	91
6. Zusammenfassung & Ausblick	98
Literaturverzeichnis	99
Abkürzungsverzeichnis	103
A. Anhang	105
A.1. Tabelle der solaren Modulationsparameter	105

1. Motivation & Einleitung

Solare energiereiche Teilchen (SEPs) sind geladene Teilchen, die in Erdnähe mit Energien von einigen keV bis GeV gemessen werden können. Sie zeigen sich durch plötzlich um bis zu mehrere Größenordnungen über den Hintergrund ansteigende Intensitäten in den sogenannten SEP-Events, die von Stunden bis zu einigen Tagen andauern können. Diese SEP-Events zeigen einen Zusammenhang zu solaren Ereignissen, in denen große Mengen Energie von der Sonne freigesetzt werden. Nach aktueller Forschung gibt es zwei Kandidaten solarer Ereignisse, durch die Teilchen auf SEP-Energien beschleunigt werden können: Solar-Flares und koronale Massenauswürfe (CMEs). Solar-Flares zeigen sich als ein helles Aufblitzen elektromagnetischer Strahlung in lokalen Regionen auf der Sonne. Durch CMEs wiederum, werden große Mengen koronalen Plasmas explosionsartig von der Sonne freigesetzt, das sich darauf in der Heliosphäre ausbreitet und eine Schockwelle vor sich her treiben kann. In Flare-Regionen und an Schocks können Teilchen beschleunigt werden. Für alle Energiefreisetzungen der Sonne wird ihr Magnetfeld verantwortlich gemacht, das sich durch magnetische Rekonnektion in lokalen Strukturen schlagartig umstellt.

In besonders starken SEP-Events (GLE-Events) können Teilchen so hohe Energien erreichen, dass sie auch auf der Erde nachgewiesen werden können. Sie stellen eine Gefahr für Menschen und Technik im Weltraum dar. Systeme zu entwickeln, mit denen vor SEP-Events gewarnt werden kann, um Mensch und Technik zu schützen, erfordert ein Verständnis der physikalischen Prozesse der Beschleunigung solarer energiereicher Teilchen und der Zusammenhänge zwischen SEP-Events und den solaren Ereignissen.

Eine Mission, die 2006 mit dem Ziel gestartet ist, das Verständnis über CMEs und die Beschleunigungsmechanismen von SEPs zu vertiefen, ist die STEREO-Mission (Solar Terrestrial Relations Observatory). Ihre wissenschaftlichen Ziele sind [20]:

1. Verständnis über die Ursachen und Mechanismen der CME-Auslösung
2. Charakterisierung der Ausbreitung von CMEs in der Heliosphäre
3. Ausfindigmachen der Regionen und Mechanismen zur Beschleunigung solarer energiereicher Teilchen in der unteren Korona und im interplanetaren Raum
4. Entwicklung eines dreidimensionalen, zeitabhängigen Modells der magnetischen Struktur, Dichte, und Geschwindigkeitsstruktur des Sonnenwinds

Das Besondere an der STEREO-Mission ist der Einsatz zweier nahezu identischer Raumsonden, wodurch erstmals eine dreidimensionale Beobachtung der Ausbreitung von CMEs ermöglicht wurde. Die beiden Raumsonden STEREO-A (Ahead) und STEREO-B (Behind) wurden in heliozentrischen Orbits mit etwa 1 AU Radius so platziert, dass STEREO-A der Erde voraus und STEREO-B der Erde hinterher fliegt. An Bord jeder Raumsonde befinden sich vier Instrumentenpakete mit insgesamt 13 Instrumenten. Eines der Pakete ist das IMPACT (Insitu

Measurement of Particles and CME Transients) [1]. Es ist mit insgesamt 7 Instrumenten ausgestattet, um Sonnenwind-Elektronen, das lokale Magnetfeld und energiereiche Elektronen sowie Ionen zu messen. Vier der sieben Instrumente des IMPACT-Pakets bilden die SEP-Suite (Solar Energetic Particle Suite) [3] zur Messung solarer energiereicher Elektronen bis 4 MeV und Ionen bis 100 MeV/nuc [20]. Eines der Instrumente der SEP-Suite ist das Solar Electron and Proton Telescope (SEPT), das am IEAP der Universität Kiel mitentwickelt wurde. In dieser Arbeit geht es um dieses Instrument. Es wurde konstruiert, um Elektronen von 30 – 400 keV und Protonen von 60 – 7000 keV zu messen. Das SEPT nimmt Messungen über Halbleiterdetektoren auf, in denen Teilchen möglichst ihre gesamte Energie deponieren. Um zwischen Ionen und Elektronen zu unterscheiden, werden diese vor der Messung über das Magnet/Folien-Prinzip getrennt und in jeweils eigenen Detektoren gemessen (dazu mehr in Kapitel 3). Ein allgemeines Problem bei Instrumenten wie dem SEPT ist, aus den Messdaten die interessante physikalische Größe, die Intensität pro Fläche, Raumwinkel, Zeit und Energie einer Teilchenart, zu bestimmen. Dafür wird eine genaue Kenntnis über die Funktionsweise des Instruments benötigt. Diese wird durch eine sogenannte Response-Matrix mathematisch beschrieben (dazu mehr in Teil 2.4). Aber selbst bei deren genauer Kenntnis ist die Interpretation einer Messung schwierig, da die Inverse der Instrumenten-Response-Matrix benötigt wird und die Messung von Teilchen mit Halbleiterdetektoren ein stochastischer Prozess ist. Stattdessen werden wie beim SEPT oft einfache Faktoren (Geometriefaktoren) verwendet, um gemessene Zählraten in Intensitäten umzurechnen.

Eine interessante Größe bei der Untersuchung von SEP-Events ist die sogenannte Solar-Particle-Release-Zeit (SPR-Zeit). Damit ist der Zeitpunkt gemeint, an dem Teilchen, die man mit einem Instrument wie dem SEPT misst, in den interplanetaren Raum entlassen wurden. Dieser Zeitpunkt kann mit anderen Beobachtungen solarer Ereignisse korreliert werden, um die Quelle dieser Teilchen ausfindig zu machen. Hier sind z. B Typ-III Radio-Bursts [35] zu erwähnen, die durch schnelle Elektronen in der Korona erzeugt werden und eine Frequenzdrift mit einem diskreten Anfangszeitpunkt aufzeigen. Die SPR-Zeit kann aus zu verschiedenen Energien gemessenen Intensitäten einer Teilchenart durch eine Geschwindigkeitsdispersions-Analyse bestimmt werden. Das Prinzip wird hier anhand der Abbildung 1.1 erklärt. Die gezeigte Analyse stammt aus dem Artikel [25, *Li et al.*, 2013]. Rechts in der Abbildung sind zu verschiedenen Energien Elektronen-Zählraten eines SEP-Events aufgetragen, die mit dem Instrument WIND/3DP/SST [26] aufgenommen wurden, das wie das SEPT nach dem Magnet/Folien-Prinzip funktioniert. Geladene Teilchen bewegen sich von der Sonne zum Beobachter in Erdnähe entlang der Magnetfeldlinien (mit Länge L) des heliosphärischen Magnetfeldes (HMF). In der Abbildung 1.1 ist rechts zu erkennen, dass die Intensitäten energetisch höherer und damit schnellerer Elektronen früher ansteigen. Für die Anstiegszeiten verschiedener Energie-Kanäle gilt mit der SPR-Zeit T_{SPR} und der Annahme, dass der Transport der Teilchen frei von Streuung ist:

$$T_{\text{Anstieg}} = T_{\text{SPR}} + L \cdot \frac{1}{v(E_i)} \quad \text{mit} \quad v(E_i) = \text{Geschwindigkeit der Teilchen.}$$

Abbildung 1.1 zeigt links die Anstiegszeiten aus dem rechten Graphen über $c/v(E_i)$ aufgetragen. Die SPR-Zeit und die Weglänge L lassen sich schließlich durch eine lineare Regression bestimmen. Im Artikel [25, *Li et al.*, 2013] haben die Autoren einen Effekt untersucht, der die Anstiegszeiten und damit auch die abgeleitete SPR-Zeit beeinflusst. Elektronen können aus Halbleiterdetektoren herausgestreut werden, bevor sie ihre gesamte Energie abgegeben haben.

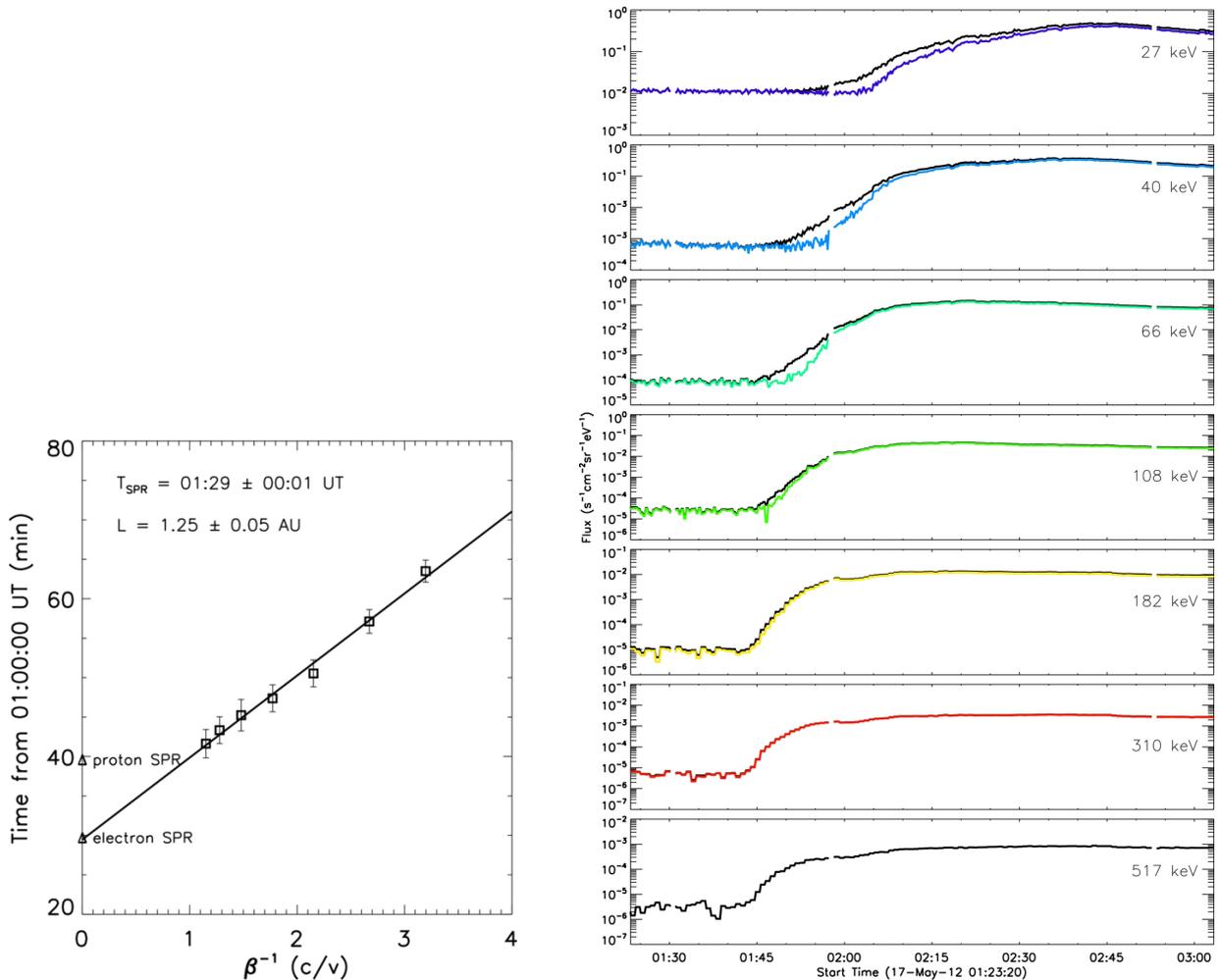


Abbildung 1.1.: **Links:** Anstiegszeiten der Elektronen-Kanäle der WIND/3DP/SSTs für das GLE-Event am 17. Mai 2012, aufgetragen über $\beta^{-1} = c/v$ für eine Geschwindigkeitsdispersions-Analyse (gerade Linie) [25]. **Rechts:** Elektronen-Intensitätsprofile des WIND/3DP/SSTs während des GLE-Events am 17. Mai 2012. Die farbigen Profile wurden um aus den Detektoren herausgestreute Elektronen korrigiert [25].

Solche Elektronen werden fälschlicherweise zu niedrigeren Energien gemessen und bei vereinfachter Auswertung der Messdaten, die solche Effekte vernachlässigt, falsch interpretiert. Dies kann dafür sorgen, dass die Intensitäten niedrigerer Energiekanäle zu früh ansteigen und damit eine zu frühe Anstiegszeit bestimmt wird. In dem Artikel [25] wurde auf Basis von GEANT-Simulationen [16] eine Korrektur der unteren Elektronen-Kanäle des WIND/3DP/SST für diesen Effekt entwickelt. Die farbigen Verläufe in Abbildung 1.1 rechts stellen die korrigierten Intensitäten dar, deren Anstiege in den unteren Kanälen mehrere Minuten später beginnen als die der unkorrigierten. Die resultierende SPR-Zeit ist dadurch eine frühere.

Diese Arbeit von [25, Li et al., 2013] dient als Motivation dafür, eine derartige Korrektur, falls relevant, für die Elektronen-Kanäle des SEPT zu entwickeln. Beim SEPT treten jedoch noch andere Effekte auf, die die Messungen beeinflussen und verfälschen können. Zum einen funktioniert das Magnet/Folien-Prinzip zur Trennung von Ionen und Elektronen nur bis zu einer Teilchenenergie von etwa 400 keV. Deshalb können Ionen die Elektronen-Kanäle des SEPT

„kontaminieren“, was z. B. in [12] häufig beobachtet wurde. Zum anderen können durchdringende Teilchen (Teilchen, die den Halbleiterdetektor des SEPT vollständig passieren und nicht ihre gesamte Energie deponieren) aus seitlichen Winkelbereichen nicht effektiv aus der Messung aussortiert werden. Diese Teilchen können die Elektronen- und Ionen-Kanäle des SEPT ebenfalls beeinflussen, wurden in früheren Simulationen zur Bestimmung der Response-Matrizen des SEPT jedoch vernachlässigt. Ihr Einfluss wurde bisher noch nicht quantifiziert.

In dieser Arbeit wird für ein besseres Verständnis des SEPT eine neue Simulation des Instruments mit GEANT4 aufgesetzt und es werden Response-Matrizen für Elektronen und Protonen bestimmt, die seitliche Teilchen und höhere Teilchenenergien miteinbeziehen. Das anfangs gesetzte Ziel, eine Korrektur der Elektronen-Kanäle des SEPT zu entwickeln (Titel dieser Arbeit), stellte sich dabei als problematisch heraus und wurde nicht erreicht, da die neuen Simulationen einen unerwartet hohen Einfluss seitlicher Teilchen zeigten, wodurch die resultierenden Response-Matrizen sehr komplex werden. Stattdessen werden im letzten Teil dieser Arbeit die neu bestimmten Response-Matrizen zur Berechnung theoretischer Messergebnisse des SEPT verwendet, die mit realen Messungen verglichen werden, um den Einfluss fehlerhaft interpretierter Teilchen in den Messdaten abzuschätzen.

Doch zunächst wird in Kapitel 2 der relevante wissenschaftliche Hintergrund über energiereiche Teilchen in der Heliosphäre und die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie vorgestellt.

2. Wissenschaftlicher Hintergrund

Das SEPT misst solare energiereiche Teilchen mit Halbleiterdetektoren. In diesem Kapitel wird zu Beginn der Arbeit erläutert, welche Arten energiereicher Teilchen man in der Heliosphäre unterscheidet und wo sie ihren Ursprung haben. Dazu ist es wichtig, zuvor auf den Sonnenwind und das heliosphärische Magnetfeld einzugehen. Darauf folgend werden die Wechselwirkungsprozesse geladener Teilchen und Photonen mit Materie vorgestellt, die für die Messung energiereicher Teilchen im SEPT relevant sind. Die für die Interpretation der Messdaten wichtige Größe eines Teilcheninstruments ist die Response-Matrix. Um ihre Bestimmung im Falle des SEPT handelt der Hauptteil dieser Arbeit. In Teil 2.4 dieses Kapitels wird das Konzept des Geometriefaktors und der Response-Matrizen vorgestellt und erläutert, wie diese Größen bestimmt werden können.

2.1. Der Sonnenwind und das interplanetare Magnetfeld

Die Korona der Sonne ist so heiß (10^6 K) und dünn, dass koronales Plasma durch Gravitation nicht gehalten werden kann. Dieses Plasma strömt kontinuierlich radial von der Sonne ab und dominiert in anströmender Richtung einen Raum von etwa 100 AU, die Heliosphäre. Dieser Sonnenwind genannte Teilchenstrom besteht überwiegend aus Protonen und Elektronen sowie einigen wenigen schwereren Elementen [22]. Der Sonnenwind wird üblicherweise in zwei Kategorien eingeteilt: den langsamen und den schnellen Sonnenwind. Der schnelle Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von 400 km/s bis 800 km/s wird mit koronalen Löchern in Verbindung gebracht, die an den Polen im solaren Minimum über mehrere Rotationen der Sonne stabile Gebilde sind, in denen „offene“ Magnetfeldlinien überwiegen [37]. Durch diese „offenen“ Feldlinien können Teilchen einfach aus der Korona entweichen [32]. Der langsame Sonnenwind erreicht Geschwindigkeiten um 400 km/s und wird mit Regionen in Äquaturnähe auf der Sonne in Verbindung gebracht [37], in denen das Magnetfeld der Korona stärker strukturiert ist und es vermehrt geschlossene Magnetfeldstrukturen gibt. Mit diesen Geschwindigkeiten ist der Sonnenwind eine supersonische Plasmaströmung [22]. Die Ionendichten liegen bei etwa 10 cm^{-3} im langsamen und bei etwa 3 cm^{-3} im schnellen Sonnenwind [37].

Das Magnetfeld der Sonne ist in der Korona bis etwa drei Sonnenradien sehr komplex mit geschlossenen Strukturen, wie man aus der Beobachtung von Sonnenflecken, aktiven Regionen, koronalen Bögen und andere Phänomenen erschließen kann [22]. Oberhalb etwa drei Sonnenradien ist das Magnetfeld dagegen nahezu radial [32] und wird über die sogenannte Source-Surface beschrieben, dessen Magnetfeld nach außen in die Heliosphäre getragen wird [22]. Das Plasma-beta, der Quotient aus thermischem zu magnetischem Druck, ist für den Sonnenwind $\beta \gg 1$ [32]. Man sagt daher, das Magnetfeld ist im Sonnenwind eingefroren und wird von diesem in die Heliosphäre hinausgetragen. Aufgrund der Rotation der Sonne folgt ein abströmendes Plasmaelement des Sonnenwinds in der Ekliptik einer archimedischen Spirale (wie in Abb. 2.1 links skizziert) und zieht das heliosphärische Magnetfeld (HMF) auf dieser Spiralstruktur mit

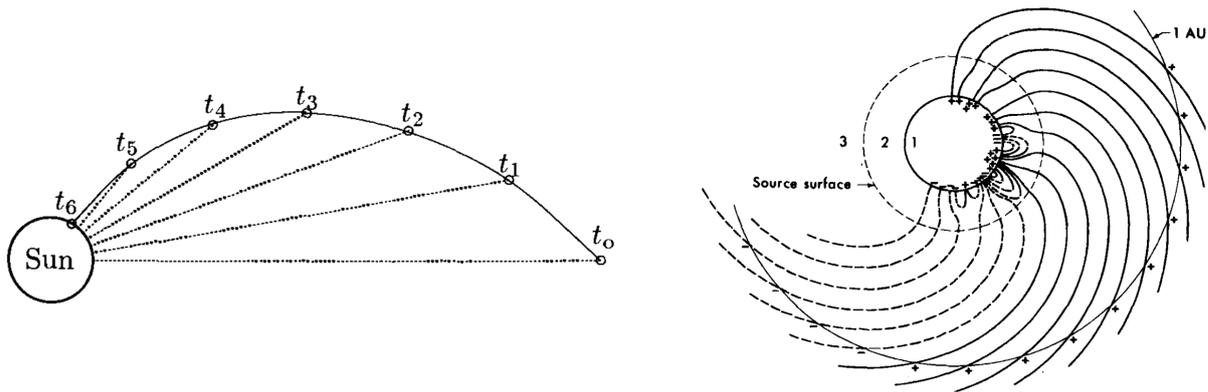


Abbildung 2.1.: Links: Durch die Rotation der Sonne wird das in den Sonnenwind eingefrorene Magnetfeld spiralförmig deformiert (Abb. aus [22]). **Rechts:** Struktur des HMF oberhalb und unterhalb von drei Sonnenradien (Abb. aus [36]). Die Polarität der Source-Surface wird in die Heliosphäre hinausgetragen.

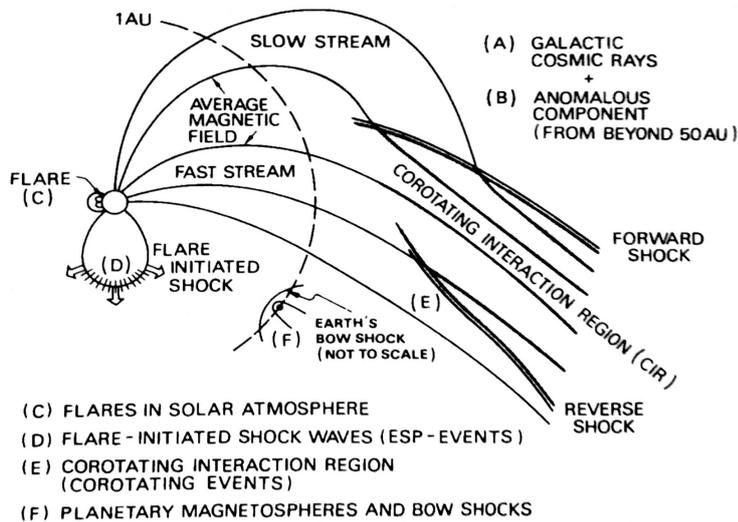


Abbildung 2.2: Übersicht über Populationen energiereicher Teilchen in der Heliosphäre (Abb. aus [24]).

sich (Abb. 2.1 rechts). Diese Spirale wird nach Eugene Parker auch Parker-Spirale genannt. Mit einer nominellen Sonnenwindgeschwindigkeit von 400 km/s ist der Winkel zwischen radialer Verbindung zur Sonne und dem Magnetfeld in Erdnähe etwa 45° [32]. Eine tiefer gehende Zusammenfassung über die Struktur des HMF wird in [29] behandelt.

Während elektromagnetische Strahlung innerhalb von etwa 8 Minuten radial von der Sonne die Erde erreicht, bewegen sich geladene Teilchen entlang des Magnetfeldes. Die beste magnetische Verbindung zu möglichen Quellregionen solarer energiereicher Teilchen erwartet man aufgrund der Parker-Spirale aus einem Winkel von 45° .

2.2. Energiereiche Teilchen in der Heliosphäre

Das SEPT misst energiereiche Teilchen in Erdnähe. Allgemein treten in der Heliosphäre verschiedene Populationen energiereicher Teilchen auf. Sie lassen sich über einen breiten Energiebereich bis zu 10^{20} eV beobachten und setzen sich überwiegend aus Protonen, Elektronen

und α -Teilchen mit einigen wenigen schwereren Elementen bis zum Eisen zusammen [22]. Die Populationen unterscheiden sich vorwiegend durch ihre Quelle beziehungsweise ihren Beschleunigungsprozess. Kriterien, anhand derer man die Populationen energiereicher Teilchen untersuchen und einteilen kann, sind zum Beispiel Energiespektrum, chemische Zusammensetzung, Ladungszustände, zeitliche Variation und Richtungsverteilung der Teilchen [33]. Abbildung 2.2 skizziert verschiedene Populationen energiereicher Teilchen und ihre Quellen. In diesem Teil wird der Fokus gelegt auf die

- Galaktische Kosmische Strahlung (GKS) in Teil 2.2.1,
- Solare Energiereiche Teilchen (SEP) in Teil 2.2.2.

Zusätzlich erwähnt seien noch folgende Populationen:

- Anomale Komponente der kosmischen Strahlung: Sie hat ihren Ursprung in Neutralteilchen, die in der Heliosphäre erst ionisiert (Pick-Up Ionen) und danach beschleunigt werden. Diese Population unterscheidet sich im Energiespektrum von der GKS und ist überwiegend einfach ionisiert [31].
- Corotating Interaction Region (CIR): Damit bezeichnet man die Wechselwirkungsregion, die sich zwischen zwei Sonnenwind-Strömungen unterschiedlicher Geschwindigkeit (langsamer und schneller Sonnenwind) ausbildet. Der schnelle Sonnenwind drückt den stärker gekrümmten langsamen Sonnenwind vor sich her, wodurch sich eine Kompressions-Zone ausbildet, die in einem Abstand von der Sonne zu einem Schock ansteigt, an dem Teilchen beschleunigt werden können [37]. CIRs sind stabile Gebilde, die mit der Sonne über einen längeren Zeitraum mitrotieren können. Sie tragen überwiegend im solaren Minimum, in dem der schnelle Sonnenwind stabil ist, zu den energetischen Teilchen (Protonen bis 10 MeV [22]) bei. CIR-Teilchen können vom SEPT gemessen werden.
- Jupiter: Elektronen können in der Magnetosphäre des Jupiters bis auf 10 MeV beschleunigt und bei magnetischer Verbindung zum Beobachter gemessen werden [22].

Im Folgenden wird etwas detaillierter auf die GKS und die solaren energiereichen Teilchen eingegangen.

2.2.1. Galaktische Kosmische Strahlung

Die galaktische kosmische Strahlung ist eine nahezu isotrope, konstante und hochenergetische Teilchenstrahlung, die ihren Ursprung außerhalb des Sonnensystems hat [22]. Ihre genauen Beschleunigungsmechanismen sind nach wie vor Teil aktueller Forschung [27]. In Erdnähe setzt sich die GKS ungefähr zu 85 % aus Protonen, 12 % α -Teilchen, 2 % Elektronen und 1 % schwerer Elemente zusammen [27], wobei die genauen Verhältnisse auch energieabhängig sind. Der Energiebereich der GKS reicht von einigen MeV bis zu den höchsten gemessenen Energien von 10^{20} eV. Abbildung 2.3 zeigt links die Energiespektren der Komponenten der GKS. Ab etwa 30 GeV bis zu einigen TeV genügt das Spektrum einem Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ mit $\gamma \approx 2,7$ [27, 30]. Aufgrund des steilen Spektrums sind die Intensitäten bei solch hohen Energien wenig relevant für Messinstrumente wie das SEPT. Unterhalb von etwa 30 GeV kann die GKS aber für einen konstanten isotropen Hintergrund in Erdnähe sorgen, der auch auf Instrumente für solare Teilchen einen Einfluss hat.

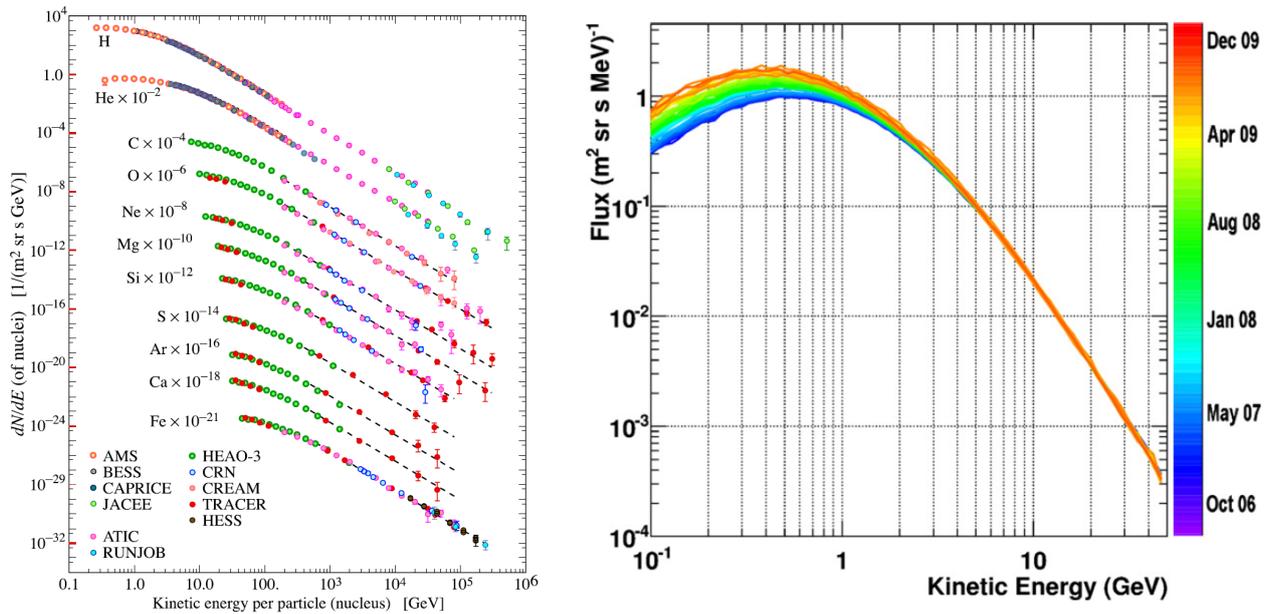


Abbildung 2.3.: Links: Energiespektrum der Komponenten der GKS. Man beachte die Skalierungsfaktoren der einzelnen Komponenten (Abb. aus [30]). **Rechts:** Zeitliche Entwicklung des Protonenspektrums im solaren Minimum von Juli 2006 bis Dezember 2009, gemessen mit dem PAMELA-Instrument, gemittelt über je eine Carrington-Rotation (Abb. aus [6]).

Unterhalb von etwa 30 GeV folgt das Spektrum in Erdnähe keinem Potenzgesetz mehr, sondern zeigt ein Maximum bei einigen 100 MeV und fällt zu niedrigeren Energien ab [22]. Die Abbildung 2.3 rechts zeigt die Form des Spektrums für Protonen zu diesen Energien. Das Spektrum außerhalb der Heliosphäre bezeichnet man als das lokale interstellare Spektrum (LIS). Auf ihrem Weg durch die Heliosphäre werden die Teilchen der GKS, die außerhalb der Heliosphäre dem LIS genügen, so moduliert, dass sich die oben beschriebene Form ergibt. Der turbulente Sonnenwind und das Magnetfeld in der Heliosphäre sorgen für eine zeitliche und globale Variation des Spektrums der GKS unterhalb von etwa 30 GeV [31]. Die auffälligste Variation ist dabei eine Antikorrelation der Intensitäten der GKS mit dem solaren Zyklus. Zu Zeiten hoher solarer Aktivität (im solaren Maximum) ist die Intensität der GKS niedrig, im solaren Minimum ist sie höher. Diesen Zusammenhang kann man erkennen, wenn man wie in Abbildung 2.4 die Anzahl der Sonnenflecken, die ein Maß für die Aktivität der Sonne ist, über der Zählrate eines Neutronenmonitors aufträgt, der auf der Erde Produkte der GKS misst. Abbildung 2.3 rechts zeigt gemessene Protonenspektren im Verlauf des letzten solaren Minimums von Mitte 2006 bis Ende 2009. Es ist zu erkennen, wie die Intensität der GKS-Protonen in diesem Zeitraum sinkt. Oberhalb von 30 GeV ist die Modulation der GKS gering. Eine genauere Erklärung und Modellrechnung der Modulation kann zusammengefasst in [31] nachgelesen werden. In Teil 5.1 dieser Arbeit wird mithilfe eines Protonenspektrums der GKS in Erdnähe der Einfluss der GKS auf die Messungen des SEPT ausgerechnet. Dafür wird das Spektrum der GKS benötigt.

Force-Field-Solution-Näherung

Eugene Parker hat 1965 erstmals eine Transportgleichung für kosmische Teilchen in der Heliosphäre aufgestellt, um gemessene Intensitäten zu modellieren [31]. Unter einigen vereinfachen-

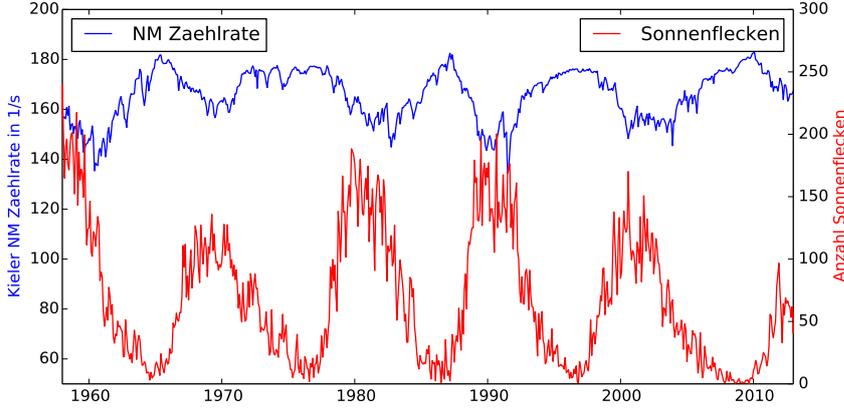


Abbildung 2.4: Anzahl an Sonnenflecken (rot) und die am Kieler Neutronenmonitor gemessene Zählrate (blau) seit 1958 [2, 4].

den Annahmen wurde diese Gleichung von Gleeson und Axford [13] zur sogenannten Force-Field-Solution reduziert, die bis heute häufig Anwendung findet, um die Intensität der GKS in Erdnähe auszurechnen. Sie ist eine Näherung, die auf kurzen Zeitskalen und zu hoher solarer Aktivität nicht verwendet werden kann, sich aber im Vergleich mit gemessenen Intensitäten über längere Zeitskalen und zu ruhigen Zeiten bewährt hat [39]. Die Force-Field-Solution (FFS) reduziert das Problem auf einen einzigen freien Parameter, den solaren Modulationsparameter ϕ . Das Spektrum einer Teilchenart der GKS bei 1 AU wird nach der Force-Field-Solution aus dem unmodulierten Spektrum J_{LIS} berechnet nach [39, 38, 18]

$$J_{1 \text{ AU}}(E, \phi) = J_{\text{LIS}}(E + \Phi) + \frac{E(E + 2E_r)}{(E + \Phi)(E + \Phi + 2E_r)} \quad \text{mit} \quad (2.1)$$

E Teilchenenergie in MeV/nuc,

E_r Ruheenergie der Teilchenart (Proton $E_r \approx 0,938$ GeV),

Z Ladungszahl der Teilchenart,

A Massenzahl der Teilchenart,

$\Phi = (Ze/A)\phi$.

Das Modulationspotential kann als mittlerer Energieverlust eines GKS-Teilchens in der Heliosphäre aufgefasst werden (Einheit: MV). Die exakte physikalische Interpretation ist aber nicht eindeutig [38]. Neben dem Modulationsparameter wird für die FFS ein Modell des LIS benötigt, das in die Gleichung (2.1) als $J_{\text{LIS}}(E + \Phi)$ eingeht. Das Modell, das in Teil 5.1 dieser Arbeit zum Einsatz kommt, wurde erstmals in [10] formuliert und wurde z. B. in [39, 38, 18] verwendet. Hier wird folgende Formulierung aus [38] entnommen:

$$J_{\text{LIS}}(E) = \frac{1,9 \cdot 10^4 \cdot P(E)^{-2,78}}{1 + 0,4866 \cdot P(E)^{-2,51}} \quad \text{mit} \quad P(E) = \sqrt{E(E + 2E_r)}. \quad (2.2)$$

Die zu verwendenden Einheiten sind $1/(\text{m}^2 \text{ sr s GeV/nuc})$ für J und GeV/nuc für E . Die Modulationsparameter werden aus Messungen rekonstruiert und sind verfügbar.

2.2.2. Solare Energiereiche Teilchen

Solare energiereiche Teilchen (SEPs) haben ihren Ursprung in solaren Events. Gegenüber anderen Teilchenpopulationen zeigen sie sich in SEP-Events als plötzliche, hohe Anstiege der Intensitäten auf kurzen Zeitskalen von Stunden bis Tagen [22]. Gemessen werden Protonen bis zu einigen 100 MeV und in den stärksten Events bis einigen GeV (GLEs) [37, 22]. Elektronenenergien reichen bis zu einigen MeV. α -Teilchen und wenige schwerere Elemente sind ebenfalls messbar [22]. Nach wie vor aktuelle Fragen bezüglich der SEPs beschäftigen sich mit ihren Beschleunigungsmechanismen, ihrem Transport in der Heliosphäre und ihrer Verbindung mit anderen beobachtbaren solaren Ereignissen. Eine weitere Frage ist, ob sich beobachtete SEP-Events anhand ihrer messbaren Eigenschaften in Klassen einteilen lassen. Häufig Anwendung fand eine Einteilung in impulsive und graduelle Events, wobei als impulsiv bezeichnete Events nur wenige Stunden andauern und die angestiegene Intensität rasch abfällt. Unter graduellen SEP-Events versteht man solche, die einen Zeitverlauf bis zu mehreren Tagen haben, über den die angestiegene Intensität nur langsam abfällt [37, 22, 21]. Die impulsiven Events dieses Klassifikationsschemas zeichnen sich außerdem durch höhere Ladungszustände von z. B. Eisen, durch ein höheres Verhältnis von Helium-3 zu Helium-4 oder eine schmalere Verteilung der Quellregionen auf der Sonne aus. Eine Zusammenfassung dieses Themas kann z. B. in [34, 21] gefunden werden. Die wichtigsten Orte, in denen die SEPs beschleunigt werden können, sind während eines Solar-Flares in der Flare-Region und in einem Schock, der von einem koronalen Massenauswurf (CME) getrieben wird. Das oben erwähnte Klassifikationsschema der SEP-Events deutet die impulsiven Events als in Solar-Flares und die graduellen Events als an CME-Schocks beschleunigte Teilchen [34]. Dieses einfache Schema ist aber nicht eindeutig und viele Events zeigen Eigenschaften, die zwischen den beiden Klassen liegen [22]. Die ständige Entwicklung neuer Messinstrumente, wie z. B. der ACE-Raumsonde (Advanced Composition Explorer), hat auch dazu beigetragen, dass diese Klassifizierung aufgeweicht wurde. In [11] wird die Entwicklung dieser Klassifizierung der SEPs zusammengefasst. Die wichtigsten Orte für die Beschleunigung der SEPs sind dennoch CME-Schockwellen und Solar-Flare-Regionen.

Solar-Flares

Ein Solar-Flare zeigt sich als plötzliches, lokales Aufblitzen einer Region auf der Sonne über einen breiten Spektralbereich, das wenige Minuten andauert [22]. Solar-Flares werden mit Orten komplexer Magnetfeldstrukturen auf der Sonne, wie Sonnenflecken und aktiven Regionen, in Verbindung gebracht. Die enorme Energie, die bei einem Solar-Flare umgesetzt wird, entstammt dem Magnetfeld der Sonne und wird durch magnetische Rekonnektion freigesetzt. Abbildung 2.5 zeigt mittig das Standardmodell eines Solar-Flares. Der Ausgangszustand ist dabei eine geschlossene Magnetfeldstruktur eines solaren Filaments, wie sie in der o. a. Abbildung links gezeigt ist. In dieser Struktur treffen an einem Punkt (X-Punkt) Magnetfeldlinien entgegengesetzter Polarität aufeinander [22]. Im Standardmodell eines Solar-Flares kommt es zu einer magnetischen Rekonnektion im X-Punkt und einer damit verbundenen plötzlichen Neustrukturierung des Magnetfeldes (Abbildung 2.5 mitte). Dabei werden Teilchen in der Nähe des X-Punktes stark beschleunigt und das umgebende Plasma aufgeheizt, das durch Bremsstrahlung schwache Röntgenstrahlung aussendet [22, 37]. Die beschleunigten Teilchen bewegen sich entlang der Magnetfeldlinien in untere, dichtere Schichten der Sonnenatmosphäre, in denen sie impulsiv harte Röntgenstrahlung aussenden [37]. Die in Solar-Flares beschleunigten SEPs sind

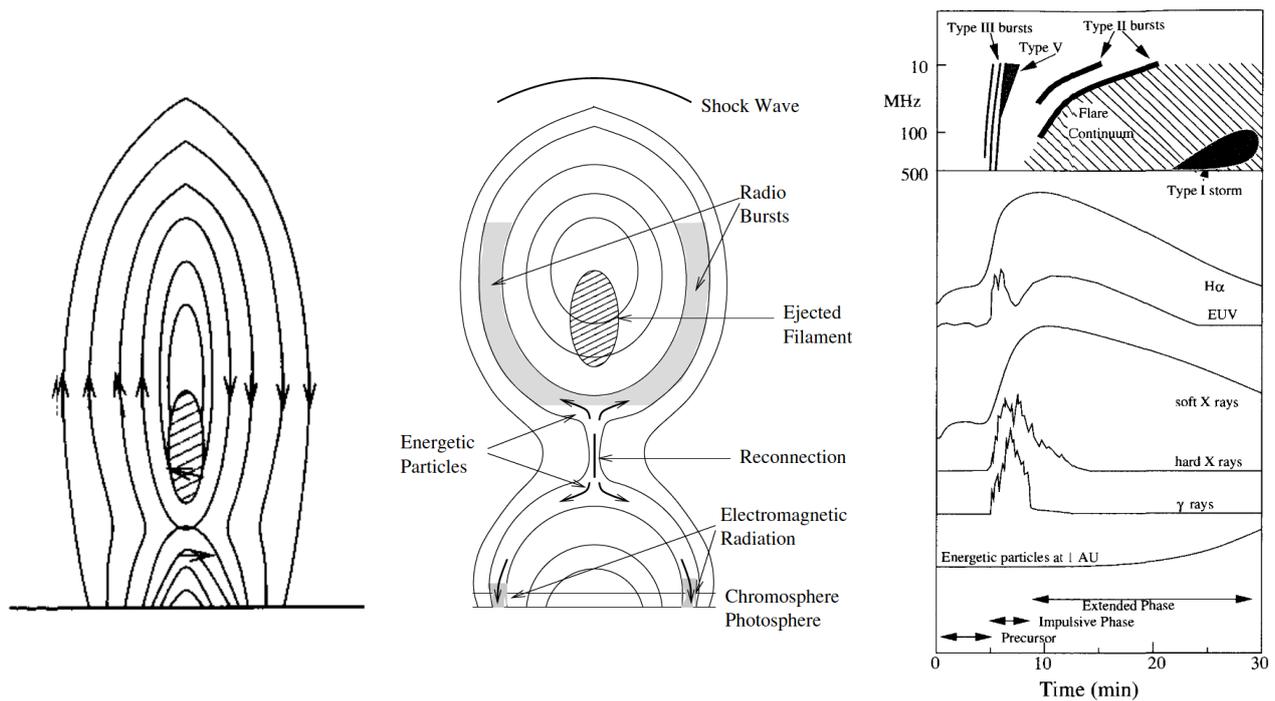


Abbildung 2.5.: Links: Mögliche Magnetfeldstruktur in einem solaren Filament (Abb. aus [22]). Mitte: Einfache Darstellung des Standardmodells eines Solar-Flares (Abb. aus [22]). Rechts: Zeitprofile elektromagnetischer Strahlung eines Solar-Flares (Abb. aus [22]).

Teilchen, die entlang des neu strukturierten Magnetfeldes in den interplanetaren Raum entweichen. Abbildung 2.5 zeigt rechts die Zeitprofile elektromagnetischer Strahlung eines Solar-Flares zu verschiedenen Spektralbereichen. Im Radiowellenbereich können sogenannte Typ-III Radio Bursts beobachtet werden. Sie zeigen eine sehr schnelle Frequenzdrift von hohen zu niedrigen Frequenzen und sind damit zeitlich sehr diskrete Ereignisse. Sie werden durch sich von der Sonne entfernende keV-Elektronen erklärt, die im Plasma der dünner werdenden Korona Langmuir-Wellen mit einer Frequenz $f \propto \sqrt{n_e}$ erzeugen, die wiederum in elektromagnetische Strahlung umgewandelt werden [37, 35]. Diese Typ-III Radio-Bursts können zeitlich mit SEP-Anstiegen verglichen werden. Eine Zusammenfassung über Solar-Flare-Beobachtungen und Typ-III Radio-Burstst kann in [7] bzw. in [35] gefunden werden.

Koronale Massenauswürfe

Koronale Massenauswürfe (CMEs) sind große Plasmawolken, die koronales Plasma eruptiv von der Sonne nach außen tragen. Abbildung 2.6 zeigt eine CME, die mit einem Koronagraphen abgebildet wurde. Man beobachtet dabei das an Elektronen über Thomson-Streuung gestreute Licht der Sonne [37], wobei Regionen hoher Elektronendichte hell erscheinen. Die typische Struktur einer CME zeigt äußerlich helle Bögen, ein dichtes Innere und dazwischen einen Bereich niedriger Elektronendichte. Zusammen mit dem Plasma tragen CMEs auch die darin eingebettete Magnetfeldstruktur in einen breiten Bereich der Heliosphäre hinaus und stören den Sonnenwind und das HMF. CMEs werden mit Geschwindigkeiten von einigen km/s bis zu wenigen 1000 km/s beobachtet [37, 22]. Ohne hier auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen Solar-Flares und CMEs einzugehen, haben beide Phänomene allgemein ihren Ursprung

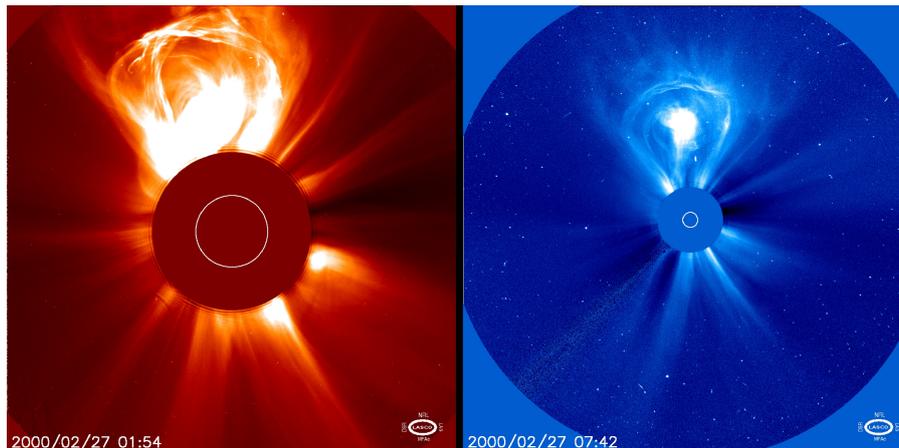


Abbildung 2.6.: Koronaler Massenauswurf vom 27. Februar 2012, beobachtet von den Koronographen SOHO-LASCO-C2 und -C3 zu zwei verschiedenen Uhrzeiten (Quelle: <http://sohowww.nascom.nasa.gov>).

in Magnetfeldstrukturen, die sich plötzlich umstrukturieren [41]. Eine Zusammenfassung über CME-Beobachtungen ist in [41] zu finden.

Ist eine CME im Bezugssystem des Sonnenwindes schneller als die magnetosonische Geschwindigkeit, kann sie im Sonnenwind-Plasma einen Schock vor sich her treiben, an dem Teilchen beschleunigt werden können. Der effektivste Beschleunigungsprozess ist dabei die diffusive Schockbeschleunigung. Zu erwähnen sind außerdem noch die Schock-Drift-Beschleunigung und die stochastische Beschleunigung [22]. Details zu diesen Prozessen findet man z. B. in [27, 22].

Die Erforschung von CMEs, ihrer Ursachen, ihrer Ausbreitung in der Heliosphäre und ihres Einflusses auf die Beschleunigung solarer energiereicher Teilchen gehört zu den wissenschaftlichen Zielen der STEREO-Mission.

2.3. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Damit Teilchen gemessen werden können, müssen sie mit einem Detektor interagieren, was im Allgemeinen mit einem Energieverlust und einer Ablenkung (Streuung) der Teilchen in der Materie des Detektors einhergeht. Es ist wichtig, die dafür verantwortlichen Wechselwirkungsprozesse zwischen den Teilchen und der Materie zu verstehen, um Teilchendetektoren zu bauen und ihre Messungen auswerten zu können. Das SEPT, um das es in dieser Arbeit geht, misst solare energiereiche und damit geladene Teilchen und wurde zur Messung von Protonen und Elektronen konstruiert. In diesem Teil werden die für geladene Teilchen und in diesem Falle besonders für Protonen und Elektronen wichtigen Energieverlustprozesse in Materie vorgestellt. Die wichtigsten Interaktionen geschehen dabei über elektromagnetische Kräfte zwischen den geladenen Teilchen und den Elektronen und Kernen der Materie. Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse, die hier vorgestellt werden, sind

- die Ionisation und Anregung des Target-Materials,
- Strahlungsverluste (Bremsstrahlung)
- und Streuung.

Je nach Teilchenart, -Energie und Target-Material sind unterschiedliche Prozesse relevant. Für schwere geladene Teilchen wie Protonen und α -Teilchen sind Ionisationsverluste dominierend. Für leichte Elektronen sind zu höheren, relativistischen Energien Strahlungsverluste über Bremsstrahlung zu beachten [33].

2.3.1. Energieverlust durch Ionisation/Anregung

Treffen geladene Teilchen auf Materie, übertragen sie durch Coulomb-Wechselwirkung einen Impuls auf die Elektronen des Target-Materials und verlieren dadurch Energie. Die Elektronen werden dabei in höhere Zustände angehoben oder vom Atomkern gelöst, wodurch das Material ionisiert wird. Der Impulsübertrag auf ein einzelnes Elektron ist dabei zwar klein, im Mittel entsteht jedoch auf einer Wegstrecke dx durch das Material über Wechselwirkung mit vielen Elektronen ein signifikanter Energieübertrag. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ kann über die Bethe-Bloch-Gleichung ausgerechnet werden [42, 27]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n_e}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e \cdot v^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2 m_e v^2 \gamma^2}{\langle E_B \rangle} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

Sie kann aus der Integration eines Impulsübertrags auf ein einzelnes Elektron über alle möglichen Stoßparameter b im Material hergeleitet werden, wobei die Integrationsgrenzen für b quantenmechanisch korrekt zu bestimmen sind. Die Größen in Gleichung (2.3) sind:

- z Ladungszahl des Projektil-Teilchens,
- v Geschwindigkeit des Projektil-Teilchens,
- n_e Elektronendichte des Target-Materials,
- $\langle E_B \rangle$ mittlere Anregungsenergie des Target-Materials,
- γ Lorentz-Faktor,
- $\beta = \frac{v}{c}$.

Sie ist auch für relativistische Teilchen korrekt, gibt aber nur den mittleren Energieverlust an. Für den Energieverlust gelten folgende Proportionalitäten:

$$\frac{dE}{dx} \propto z^2, n_e, v^{-2}.$$

Für niedrige und hohe Teilchenenergien kommen zusätzliche Korrekturterme (Schalenkorrektur, Dichtekorrektur) hinzu. Die genaue Form und Herleitung der Bethe-Bloch-Gleichung kann in [27, S. 140] und in vielen anderen Quellen nachgelesen werden. Aufgrund der Proportionalität der Formel (2.3) zu v^{-2} verliert ein eintreffendes Teilchen mit abnehmender Geschwindigkeit zunehmend Energie in der Materie. Dies führt zu einem Maximum von $\frac{dE}{dx}$, dem Bragg-Peak. In Abbildung 2.7 ist die Energie und der Energieverlust eines 1,5 MeV Protons in Abhängigkeit der Wegstrecke in Silizium aufgetragen. Die Werte wurden numerisch über die Gleichung (2.3) bestimmt. Man erkennt den Bragg-Peak, an dem der Energieverlust maximal ist.

Anhand Gleichung (2.3) ist zu erkennen, dass der Energieverlust eines Teilchens in einem bestimmten Material nur von dessen Ladung und Geschwindigkeit abhängt. Abbildung 2.8 zeigt links die mittlere Energieverlustrate über dem relativistischen Impuls des Teilchens proportional

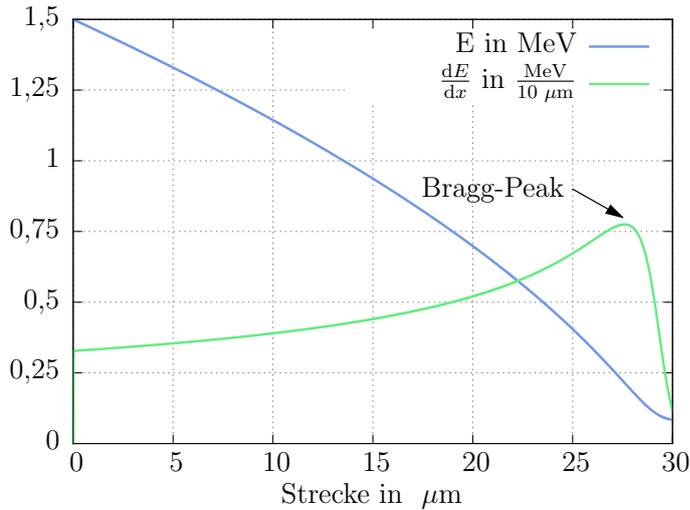


Abbildung 2.7: Energie und Energieverlust eines 1,5 MeV Protons in Silizium in Abhängigkeit der Eindringtiefe.

zum Lorentz-Faktor $\gamma(\beta)$ (über $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$) für verschiedene Materialien. Im Bereich $3 \leq \beta\gamma \leq 4$ ist die Energieverlustrate minimal [30]. Man spricht in diesem Fall von einem minimal ionisierendem Teilchen (MIP). Der Abfall unterhalb des Minimums für Teilchenenergien $E \ll Mc^2$ (M ist die Masse des Projektil-Teilchens) ist geprägt von β^{-2} aus Gleichung (2.3) [27]. Für den Verlauf oberhalb des Minimums für $E \gg Mc^2$ steigt die Energieverlustrate mit $\ln(\gamma^2)$ an [27]. Die oben erwähnte Dichtekorrektur, durch die eine Polarisierung des Materials in der Formel berücksichtigt wird, ist für sehr relativistische Teilchen wichtig [27]. Sie verringert den Energieverlust zu hohen Energien gegenüber der unkorrigierten Bethe-Bloch-Gleichung und führt zu einem zusätzlichen Subtrahenden in den eckigen Klammern der Bethe-Bloch-Gleichung (2.3). Da die mittlere Anregungsenergie $\langle E_B \rangle$ (in anderer Literatur auch mittleres Ionisationspotential I_0 genannt) in der Bethe-Bloch-Gleichung im Logarithmus steht, sind trotz unterschiedlicher Anregungsenergien der in Abbildung 2.8 links gezeigten Materialien die Energieverlustraten ähnlich.

Da der gesamte Energieübertrag durch Wechselwirkung mit einzelnen Elektronen geschieht, ist er eine stochastische Größe. Gleichung (2.3) gibt nur die mittlere Energieverlustrate an. Ihre Wahrscheinlichkeitsverteilung f kann durch die Landau-Vavilov Verteilung genähert werden [30]. Sie ist in Abbildung 2.8 rechts für ein 10 GeV Myon in 1,7 mm Silizium gezeigt. Δp markiert den wahrscheinlichsten und $\langle \Delta \rangle$ den mittleren Energieverlust, der durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben wird. Der lange Abfall der Verteilung zu hohen Energien hat seinen Ursprung in seltenen, hohen Energieüberträgen auf einzelne Elektronen des Materials (δ -Elektronen). Aufgrund dieser Verteilung kann der Energieverlust einzelner Teilchen durch die Bethe-Bloch-Gleichung nicht beschrieben werden [30].

Abbildung 2.9 zeigt die Energieverlustrate für Myonen in Kupfer über $\beta\gamma$. Oberhalb des Bethe-Bloch-Bereichs machen Strahlungsverluste einen großen Anteil an der Energieverlustrate aus. Hier reicht die Bethe-Bloch-Gleichung nicht mehr aus, um den Energieverlust zu beschreiben.

Es ist anzumerken, dass die Bethe-Bloch-Gleichung nur für schwere geladene Teilchen gilt, da in die Herleitung die Annahme eingeht, dass das Projektil-Teilchen durch die Wechselwirkungen nicht effektiv abgelenkt wird [27]. Für Elektronen gilt dies nicht. Außerdem muss die Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner quantenmechanisch beachtet werden. Der grundlegende Mechanismus zur Herleitung des Energieverlustes durch Ionisation ist aber der gleiche [43]. Die

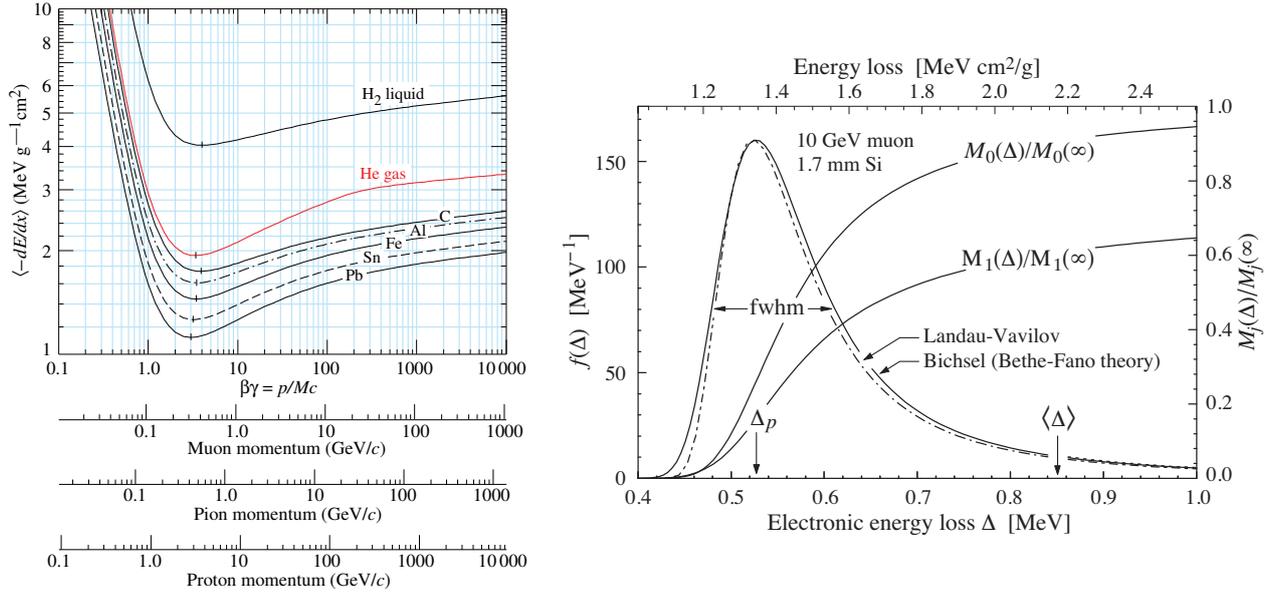


Abbildung 2.8.: **Links:** Mittlere Energieverlustrate in Abhängigkeit von $\beta = \frac{v}{c}$ des Teilchens für verschiedene Materialien (Abb. aus [30]). **Rechts:** Energieverlust-Verteilung eines 10 GeV Myons in 1,7 mm Silizium (Abb. aus [30]). Hier soll der Fokus nur auf die Landau-Vavilov Verteilung gelegt werden.

resultierende Energieverlustrate für Elektronen durch Ionisation ist ähnlich wie in Gleichung (2.3) und kann in [27] nachgelesen werden.

2.3.2. Bremsstrahlung

Für relativistische Elektronen und Positronen reicht der Ionisationsverlust nicht aus, um die totale Energieverlustrate zu erklären. Alle geladenen Teilchen strahlen allgemein Energie ab, wenn sie beschleunigt bzw. gebremst werden. Diese Strahlung nennt man deswegen auch Bremsstrahlung. Im Target-Material können Elektronen durch die Coulomb-Felder der Kerne des Materials abgelenkt (gebremst) werden und verlieren demnach Energie durch Bremsstrahlung. Aufgrund ihrer geringen Masse sind Strahlungsverluste für Elektronen und Positronen schon bei geringeren Energien wichtig als bei schweren geladenen Teilchen. Ihr totaler Energieverlust in Materie setzt sich demnach aus Strahlungs- und Ionisationsverlust zusammen [33]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad.}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion.}}$$

Bei niedrigen Energien dominieren Ionisationsprozesse, bei hohen Energien ab einigen 10 MeV jedoch die Strahlungsverluste [14]. Die Energie, bei der der Verlust durch Ionisation und Strahlung sich die Waage halten

$$\left(\frac{dE}{dx}(E_c)\right)_{\text{rad}} = \left(\frac{dE}{dx}(E_c)\right)_{\text{ion}},$$

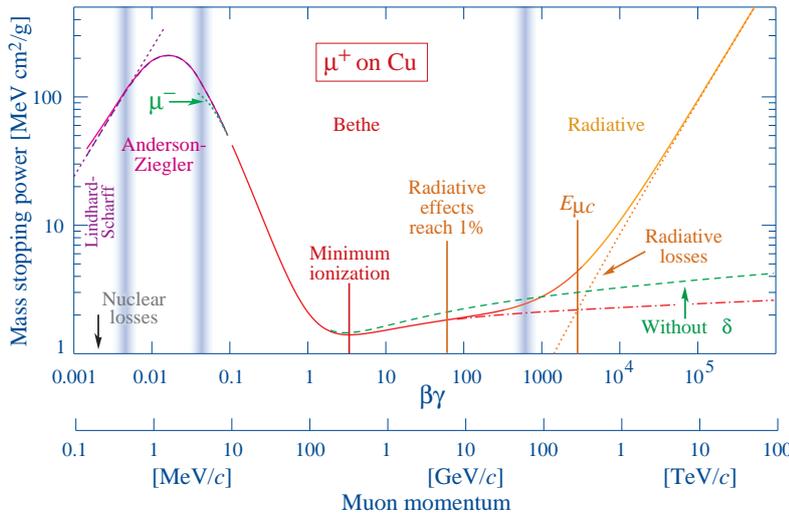


Abbildung 2.9: Energieverlustrate für Myonen in Kupfer, aufgetragen über $\beta\gamma$ und aufgeteilt in vier Bereiche, in denen unterschiedliche Prozesse wichtig sind (Abb. aus [30]).

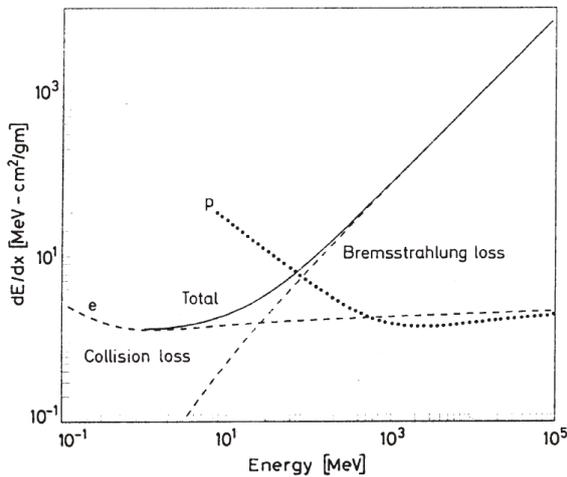


Abbildung 2.10: Energieverlustrate durch Bremsstrahlung und Ionisation für Elektronen und Protonen, aufgetragen über der Teilchenenergie (Abb. aus [43]).

nennt man die kritische Energie E_c . Der Energieverlust durch Strahlung kann durch die Strahlungslänge X_0 ausgedrückt werden, die eine Materialkonstante ist [14]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = \frac{E}{X_0}.$$

Durchqueren Elektronen eine Schicht der Dicke X_0 , verlieren sie im Mittel bis auf $1/e$ ihrer Energie [14]. Für Aluminium beträgt die Strahlungslänge etwa 8,9 cm und für Silizium 9,36 cm [33].

Für hochenergetische Elektronen und Positronen (> 100 MeV) ist Bremsstrahlung der dominierende Verlustprozess bei Wechselwirkung mit Materie [14] und ab einigen 10 MeV ist sie bereits relevant. Siehe dazu Abbildung 2.10, in der der Beitrag zur Energieverlustrate von Ionisation und Bremsstrahlung für Elektronen über der Energie aufgetragen ist. Zu sehr hohen Energien ist Bremsstrahlung auch für andere geladene Teilchen relevant. Die abgestrahlten Photonen liegen im Röntgen- oder Gammabereich.

2.3.3. Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie

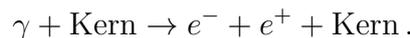
Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie sind vor allem drei wichtige Prozesse zu nennen:

- photoelektrischer Effekt,
- Compton-Streuung,
- Paarbildung.

Beim photoelektrischen Effekt trifft ein Photon auf ein Elektron des Materials und wird absorbiert. Das Elektron wird bei ausreichender Energie des Photons aus seiner Hülle herausgelöst und erhält eine kinetische Energie, die der Energie des Photons abzüglich der überwundenen Bindungsenergie des Elektrons entspricht [43]. Der Wechselwirkungsquerschnitt des photoelektrischen Effekts fällt zu höheren Photonenenergien $\hbar\omega$ mit ca. ω^{-3} ab [27]. Der photoelektrische Effekt überwiegt bei niedrigen Energien $\hbar\omega \ll m_e c^2$.

Der Compton-Effekt ist bei mittleren Energien relevant. Er beschreibt die Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen. Gebundene Hüllenelektronen können dabei als quasi-frei angesehen werden, wenn ihre Bindungsenergie klein gegenüber der Energie des Photons ist [43]. Bei der Streuung werden die Photonen nicht absorbiert, sondern geben nur einen Teil ihrer Energie ab, wodurch sich ihre Wellenlänge ändert. Die Wellenlängenänderung des Photons ist dabei abhängig vom Streuwinkel. Bei einer Streuung um 180° ist der Energieübertrag auf das Elektron maximal [42]. Das durch Compton-Streuung resultierende Energiespektrum der Elektronen hat eine charakteristische Form mit einer scharfen Kante beim maximal möglichen Energieübertrag (Compton-Kante) [42].

Der dritte Prozess ist die Paarbildung, die bei hohen Energien dominiert. Dabei erzeugt ein Photon ein Elektron-Positron-Paar nach



Paarbildung kann im Feld eines Kerns des Materials auftreten, wenn die Energie der Photonen $2m_e c^2$ übersteigt [27], da das Photon dazu mindestens die Ruheenergie des Paares und eine Rückstoßenergie an den Kern aufbringen muss (insgesamt etwa 1,022 MeV) [27]. Durch Paarbildung in Kombination mit Bremsstrahlung der dabei entstehenden Elektronen kann sich ein elektromagnetischer Schauer aus Elektronen und Photonen ausbilden.

Diese drei Prozesse (photoelektrischer Effekt, Compton-Streuung und Paarbildung) sind zu jeweils unterschiedlichen Energiebereichen dominierend. Der totale Absorptionskoeffizient für Photonen setzt sich aus diesen drei Prozessen zusammen [42]. Die Abbildung 2.11 zeigt den jeweiligen Absorptionskoeffizienten der Prozesse für Photonen in Blei zusammen mit dem resultierenden totalen Koeffizienten. Für Elemente mit niedrigeren Ladungszahlen Z gewinnt der Compton-Effekt an Relevanz [42].

2.3.4. Halbleiterdetektor

Die zuvor vorgestellten Wechselwirkungsprozesse geladener Teilchen und energetischer Photonen sind die für das SEPT relevanten Prozesse. Die wichtigsten Materialien, in denen diese Prozesse beim SEPT auftreten, sind das Gehäuse aus Aluminium und die Halbleiterdetektoren

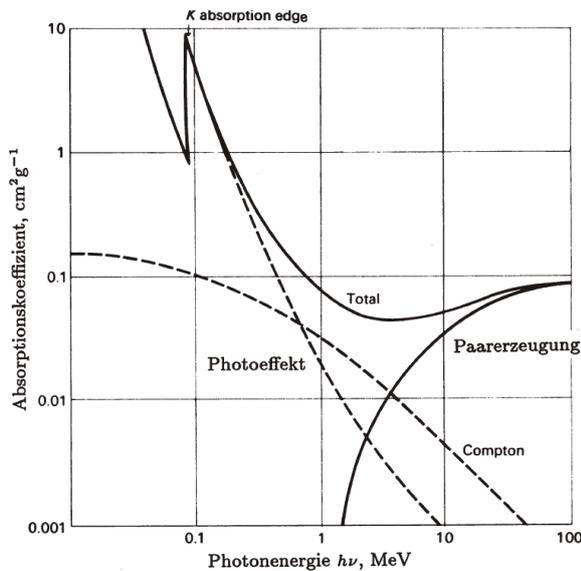


Abbildung 2.11: Anteile zum totalen Massenabsorptionskoeffizienten in Blei, aufgetragen über der Photonenenergie (Abb. aus [43]).

aus Silizium. Die durch diese Prozesse in den Detektoren deponierte Energie ist die Messgröße des SEPT. In diesem Teil wird das Funktionsprinzip eines Halbleiterdetektors erläutert. Dafür bietet es sich an, zunächst einen Blick auf ältere Detektionssysteme zu werfen.

Bevor die Halbleiterdetektoren aufkamen, waren zur Messung von Strahlung häufig Gasdetektoren/Ionisationskammern im Einsatz (s. Abb. 2.12 links). Ein eintreffendes Teilchen ionisiert dabei die Atome eines bestimmten Gases in der Kammer. Die dadurch freigesetzten Elektronen und Ionen werden von einer an eine Kathode und eine Anode der Kammer angelegten Spannung abgesaugt. Durch diese Bewegung der Ladungen wird an die Anode und Kathode ein elektrisches Signal induziert, das gemessen werden kann [15]. Die Größe der Spannung bestimmt maßgeblich den Betriebsmodus eines Gasdetektors. Aufgrund der geringen Dichte eines Gases ist der Energieverlust durch Ionisation im Vergleich zu Festkörpern gering. Das macht es schwierig, Teilchen in der Kammer komplett zu stoppen, um ihre Gesamtenergie zu bestimmen, besonders für minimal ionisierende Teilchen. Zusätzlich ist die Ionisationsenergie von Gasen recht hoch, was die Energieauflösung des Detektors negativ beeinflusst.

Halbleiterdetektoren dagegen, auch Solide-State-Detectors (SSDs) genannt, haben eine hohe Dichte und eine etwa um den Faktor 10 geringere Ionisationsenergie [33]. Es können demnach Teilchen in einem größeren Energiebereich als mit Gasdetektoren gemessen werden. Die Energieverlustrate in Halbleiterdetektoren ist außerdem größer, so dass sie im Vergleich zu Gasdetektoren sehr kompakt gebaut werden können, was eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz im Weltraum ist. Sie können auch verwendet werden, um Teilchen in Koinzidenz zu messen und damit Teilchenspuren und -Richtungen zu bestimmen. Das Messprinzip ist dabei sehr ähnlich zu dem eines Gasdetektors: Ein eintreffendes Teilchen erzeugt im Halbleiter durch Ionisation Elektronen-Loch-Paare, indem es Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anhebt, die dann von einer angelegten Spannung abgesaugt werden und dabei ein elektrisches Signal induzieren, das proportional zum Energieverlust des Teilchens ist [15]. Die Größe der Bandlücke des Halbleiters ist dabei entscheidend für ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis. Es sollten möglichst wenige Ladungsträger durch thermische Anregung generiert werden. Die am häufigsten verwendeten Materialien sind Germanium und Silizium. Halbleiterdetektoren werden wie Dioden aus einer p- und einer n-dotierten Schicht aufgebaut, die in Sperrrichtung betrieben werden (s.

Abb. 2.12 rechts). Dadurch bildet sich zwischen den dotierten Schichten eine Raumladungszone aus, in der weniger Ladungsträger durch thermische Anregung generiert werden können, was das Signal/Rausch-Verhältnis des Detektors verbessert [33]. Die elektronischen Signale eines Halbleiterdetektors sind schwach und müssen entsprechend verstärkt werden.

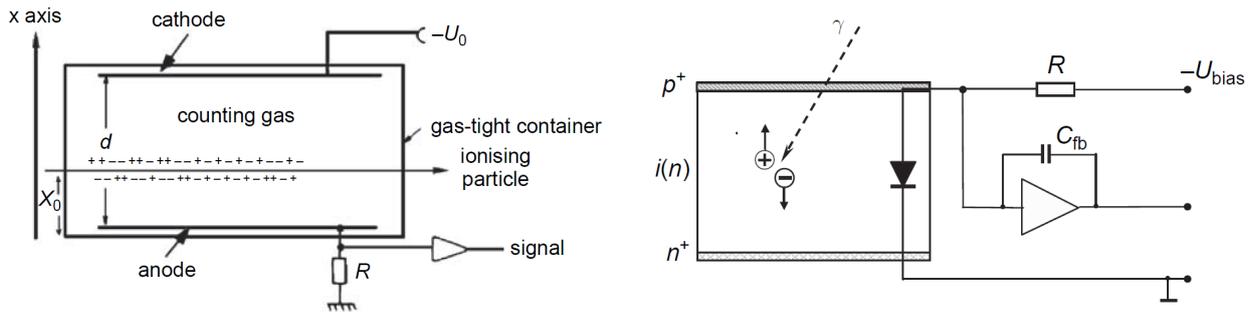


Abbildung 2.12.: Links: Aufbau einer Ionisationskammer (Abb. aus [15]). Rechts: Aufbau eines Halbleiterdetektors (Abb. aus [15]).

2.4. Geometriefaktor & Response-Matrix eines Teilcheninstruments

Die Messdaten, die ein Teilcheninstrument wie das SEPT liefert, sind im allgemeinen Zählraten, d. h. eine Anzahl gemessener Teilchen pro Zeiteinheit. Hinzu kommen wenn möglich Einteilungen dieser Zählraten nach Teilchenart und -Energie. Die Zählrate, die ein bestimmtes Instrument misst, hängt dabei von dessen Aufbau ab. Zum Beispiel wird bei gleicher Teilchen-Intensität ein Detektor mit einer großen sensitiven Fläche eine höhere Zählrate messen als ein Detektor mit kleiner Fläche. Um aus den gemessenen Zählraten eines Instruments auf die interessante physikalische Größe, die Intensität am Ort des Detektors (Anzahl Teilchen pro Fläche, Raumwinkel, Zeit und Energie), schließen zu können, wird eine Relation zwischen der Zählrate C und der Intensität I benötigt, die den Aufbau des Messinstruments beachtet.

Sie ergibt sich aus der folgenden mathematischen Beschreibung der Zählrate eines Teilcheninstruments nach [19, Sullivan, 1971]. Betrachtet wird dabei die Koinzidenz-Zählrate $C(\vec{x}, t_0)$ eines Teilchenteleskops wie in Abbildung 2.13 rechts, wobei dieses Prinzip auch auf einzelne Detektoren (Abb. 2.13 links) oder Teleskope aus einzelnen Detektoren angewendet werden kann. Die mathematische Formulierung hängt dabei allgemein von vielen Faktoren ab [19]:

$$C(\vec{x}, t_0) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} \int_{\Omega} d\omega \int_0^{\infty} dE \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha}(E, \vec{\sigma}, \omega, t) J_{\alpha}(E, \omega, \vec{x}, t). \quad (2.4)$$

- t Zeit
 T Gesamtbeobachtungszeit
 t_0 Zeit beim Beobachtungsbeginn
 S Gesamtfläche des Detektors
 $d\vec{\sigma}$ Oberflächenelement des letzten durchsetzten Detektors (oder Öffnung)
 $\vec{\sigma} \cdot \hat{r}$ effektive Fläche der in Richtung ω weisenden Fläche
 \hat{r} Einheitsvektor in Richtung ω
 $d\omega$ differentielles Raumwinkelement
 Ω Raumwinkelbereich für ω , begrenzt durch die Geometrie des Teleskops
 α Index für die Teilchenart
 ε_{α} Nachweiswahrscheinlichkeit der α -ten Teilchenart
 J_{α} spektrale Intensität der α -ten Teilchenart in ($\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{E}^{-1}$)
 \vec{x} Ortskoordinate des Teleskops

Diese sehr allgemeine Gleichung (2.4) gilt unter den Annahmen, dass:

1. das Teleskop zeitunabhängig und ortsfest ist,
2. keine in ε_{α} unberücksichtigten Teilchenumwandlungen geschehen,
3. Teilchen das Teleskop auf einer geraden Bahn durchqueren,
4. J_{α} unabhängig von $\vec{\sigma}$ ist und ε_{α} unabhängig von \vec{x} ist.

Unter weiteren idealisierenden Annahmen für die Detektoren (100 % Detektionseffizienz einer Teilchenart unabhängig von ω , $\vec{\sigma}$ und t) kann (2.4) vereinfacht werden zu:

$$C = \underbrace{\left[\int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} F(\omega) \right]}_{\text{Responsefunktion}} \cdot Y \quad \text{mit} \quad Y = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE J_0(E). \quad (2.5)$$

Die genaue Behandlung dieser Gleichung kann in Artikel [19] nachgelesen werden. Gleichung (2.5) gibt die Zählrate für das Integral Y der spektralen Intensität in einem Energiebereich von E_{\min} bis E_{\max} mit der Richtungsabhängigkeit $F(\omega)$ an. Der als Responsefunktion markierte Ausdruck setzt die physikalische Größe Y mit der Zählrate in Relation. Unter isotropem Fluss ($F(\omega) = 1$) bezeichnet man die Responsefunktion als Geometriefaktor, da dieser nur noch von der Geometrie des Teleskops abhängt [19]:

$$G = \int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r}. \quad (2.6)$$

Damit vereinfacht sich der Zusammenhang zwischen der Zählrate und der Intensität zu [19]:

$$C = G \cdot Y. \quad (2.7)$$

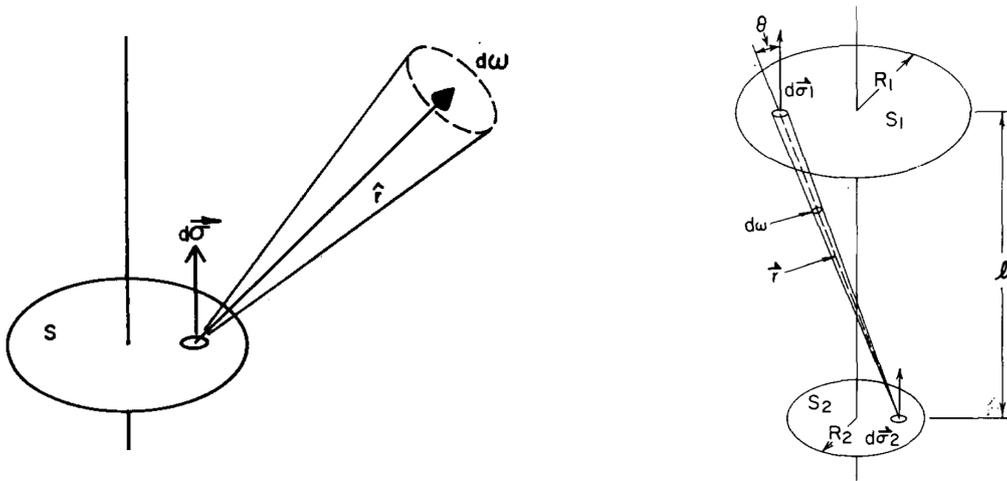


Abbildung 2.13.: Skizzen zur Berechnung des rein geometrischen Geometriefaktors eines einzelnen kreisförmigen Detektors (**links**) und eines Teleskops aus zwei kreisförmigen Detektoren (**rechts**). Die Zeichnungen wurden [19] entnommen.

In dieser Herleitung von (2.5) und (2.6) aus [19] fallen physikalische Effekte unter die vereinfachenden Annahmen. Dieser daher rein geometrische Geometriefaktor gibt nur an, wie viele der vorliegenden isotropen Teilchen Y das Teleskop auf einer freien, geraden Bahn in Koinzidenz oder den Detektor treffen können.

Für einen einzelnen planaren, unendlich dünnen Detektor mit einseitiger Oberfläche A sind die Größen, die in die Berechnung des Geometriefaktors eingehen, in Abbildung 2.13 links skizziert. Man betrachtet zunächst den Fall, dass Teilchen nur von einer Seite (von oben) auf den Detektor treffen. Das Integral über den Raumwinkelbereich Ω in (2.6), aus dem Teilchen das Oberflächenstück $d\vec{\sigma}$ treffen können, wird daher über den Raum einer Halbkugel ausgeführt. Der Geometriefaktor berechnet sich für diesen Fall zu [19]:

$$G = \pi A. \quad (2.8)$$

Wenn Teilchen von beiden Seiten auf den Detektor treffen, geht die doppelte Fläche $2 \cdot A$ in die Berechnung ein und der resultierende Geometriefaktor ist doppelt so groß. Gleichung (2.8) gilt allgemein für jeden einzelnen Detektor mit einer Oberfläche A , sofern auf jedem Punkt des Detektors das Raumwinkelintegral in (2.6) über die Halbkugel ausgeführt werden kann. Das bedeutet bildlich, dass an jedem Punkt auf der Oberfläche des Detektors eine tangentielle Ebene gelegt werden kann, so dass sich der Detektor stets komplett auf einer Seite dieser Ebenen befindet [19]. Oder in anderen Worten: Der Detektor darf seinen sensitiven Raumwinkelbereich nicht selbst behindern. Diese Bedingung ist unter anderem für zylindrische und sphärische Detektoren erfüllt, sodass die Gleichung (2.8) für diese Formen verwendet werden kann.

Für ein zylindrisches Teilchenteleskop aus zwei kreisförmigen, in Koinzidenz messenden Detektoren (Abb. 2.13 rechts) ist die Lösung des Integrals (2.6) eine andere. In einer Koinzidenzmessung muss ein Teilchen beide Detektoren passieren, um zur Zählrate beizutragen. Einzelne Treffer werden nicht gezählt. Der sensitive Raumwinkelbereich Ω in (2.6) ist daher keine Halbkugel mehr, sondern durch die Anordnung der Detektoren eingeschränkt. Für komplexe Teilchenteleskope ist das Definieren dieser Integralgrenze Ω die Schwierigkeit. Für den gezeigten

zylindrischen Fall berechnet sich der resultierende Geometriefaktor zu [19]

$$G = \frac{1}{2}\pi^2 \left(R_1^2 + R_2^2 + l^2 - \sqrt{(R_1^2 + R_2^2 + l^2)^2 - 4R_1^2 R_2^2} \right). \quad (2.9)$$

Es ist anzumerken, dass diese Gleichung auch für Teilchenteleskope mit einzelnen kreisförmigen Detektoren gilt, deren sensitiver Raumwinkelbereich wie beim SEPT durch eine zylindrische Apertur eingeschränkt ist. In diesem Falle stellt der obere Detektor in Abbildung 2.13 rechts die Öffnung der Apertur dar.

Diese hier beschriebenen Geometriefaktoren sind rein geometrisch und vernachlässigen physikalische Effekte.

2.4.1. Instrumenten Response-Matrix

Da man am Spektrum I einer oder mehrerer Teilchenarten interessiert ist, wird mit einem realen Messinstrument wie dem SEPT nicht nur eine, sondern ein Satz an Zählraten gemessen. Man erhält individuelle Zählraten für unterschiedliche Energiebereiche und Teilchenarten. Dadurch wird der Zusammenhang zwischen Intensität und gemessener Zählrate aus Gleichung (2.7) zu

$$\vec{C} = \mathbf{A} \cdot \vec{I}, \quad (2.10)$$

wobei \vec{C} und \vec{I} nun in Energiebereiche und Teilchenart eingeteilte Vektoren sind und \mathbf{A} die sogenannte Response-Matrix ist, deren Elemente vergleichbar zu Geometriefaktoren sind und hier auch so genannt werden. Für einen idealen Detektor, der eine Teilchenart in m Energie-Kanälen E_1 bis E_m misst, nimmt dieser Zusammenhang folgende Form an:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & a_{2,2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & a_{m,m} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_m \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Die Response-Matrix eines idealen Detektors ist eine Diagonalmatrix, d. h. Teilchen eines Energiebereichs i werden im Instrument nur im dazu passenden Zählraten-Kanal i gemessen. Der Zusammenhang zwischen Zählrate und Intensität ist dann für jeden Kanal separat über

$$C_i = a_{i,i} \cdot I_i \quad (2.12)$$

zu betrachten und somit identisch zu Gleichung (2.7). Die Umrechnung der gemessenen Zählrate in die physikalische Größe ist für einen idealen Detektor demnach einfach möglich über

$$I_i = \frac{C_i}{a_{i,i}}. \quad (2.13)$$

In einem realen Instrument mit m Energiekanälen ist \mathbf{A} im allgemeinen keine Diagonalmatrix:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \dots & a_{1,n} \\ 0 & a_{2,2} & \dots & a_{2,n} \\ \vdots & 0 & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & a_{m,n} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Das bedeutet, dass Teilchen eines Energiebereichs j im Instrument auch in den Zählraten-Kanälen i mit $i \leq j$ gemessen werden können. Dies liegt daran, dass die Energie eines Teilchens in realen Instrumenten über die in einem Detektor deponierte Energie bestimmt wird. Deponiert ein Teilchen im Detektor nur einen Teil seiner Energie, weil es zum Beispiel vorher schon in anderer Materie einen Teil seiner Energie verloren hat oder weil es aus dem Detektor herausstreut, bevor es seine gesamte Energie deponiert, wird es in einem Kanal gemessen, der nicht seiner Gesamtenergie entspricht. Aufgrund dieser und anderer physikalischer Effekte ist die Response-Matrix für einen realen Detektor keine Diagonalmatrix. Man beachte dabei, dass in (2.14) \vec{C} und \vec{I} unterschiedliche Dimensionen haben, da Teilchen mit Energien, die außerhalb des Messbereichs des Instruments liegen, auch einen Beitrag zu den gemessenen Zählraten liefern können. Misst das Instrument außerdem verschiedene Teilchenarten, kommen zusätzliche Dimensionen hinzu und ein mögliches Übersprechen eines Teilchens in die Zählraten-Kanäle einer andern Teilchenart muss mit zusätzlichen Einträgen in der Matrix berücksichtigt werden. Eine gemessene Zählrate C_i kann im realen Fall demnach nicht korrekt durch Gleichung (2.13) umgerechnet werden, da die Beiträge aus Energiebereichen $j > i$ beachtet werden müssen. Die analytische Lösung zur Berechnung der Intensität ist eine Matrix-Inversion:

$$\mathbf{A}^{-1} \cdot \vec{C} = \vec{I}. \quad (2.15)$$

Allerdings ist \mathbf{A} für ein reales Instrument im allgemeinen nicht invertierbar [23]. Das Problem ist, dass zu einer Messung \vec{C} keine eindeutige Zuordnung \vec{I} existiert. Des Weiteren enthalten die Zählraten \vec{C} Messfehler, wie elektronisches Rauschen. Weitere Probleme sind, dass die Response-Matrix nur bis zu einer bestimmten Genauigkeit bekannt ist, und, dass eine Messung ein stochastischer Prozess ist und daher Messungen identischer Teilchen über Energie-Kanäle streuen können [23, 8]. Dies kann in einer analytischen Lösung nicht beachtet werden. Durch eine Inversion oder eine Pseudo-Inversion der Response-Matrix kann man daher unphysikalische Ergebnisse wie eine negative Intensität erhalten. Eine andere, nicht weniger aufwendige Möglichkeit, Intensitäten aus den gemessenen Zählraten zu erhalten, ist \vec{I} mit eingeschränkten Parametern durch ein Minimierungsverfahren an die Messung \vec{C} anzupassen [23].

Anstatt eine Inversion durchzuführen, wurde beim SEPT daher für jeden Kanal k aus der Response-Matrix ein Geometriefaktor G_k pro Kanal k abgeleitet, der zur Umrechnung der gemessenen Zählrate C_k in eine Intensität I_k über Gleichung (2.13) verwendet wird. Wie zuvor beschrieben, ist dieses Verfahren nur absolut korrekt, wenn die Response-Matrix eine Diagonalmatrix mit den Diagonal-Elementen G_k ist. Beiträge aus anderen Energiebereichen werden in diesem Verfahren vernachlässigt. Wenn die Response-Matrix des realen Detektors jedoch einer Diagonalmatrix nahe kommt, d. h. wenn die Diagonal-Elemente dominieren und die Beiträge anderer Energiebereiche gering sind, kann dieses Verfahren auch für einen realen Detektor ausreichend sein.

Unabhängig vom Verfahren ist es wichtig, die Response-Matrix des Detektors genau zu ken-

nen, um die Messdaten verwenden zu können. Eine analytische Berechnung der Response-Matrix inklusive Beachtung physikalischer Prozesse für komplexe Detektor-Aufbauten nach Gleichung (2.4) ist wenig aussichtsreich. Auch in der Berechnung rein geometrischer Faktoren für komplexe Teleskope ist die korrekte Formulierung des Raumwinkelbereichs Ω für Gleichung (2.6) schwierig. Stattdessen können die Geometriefaktoren über eine Monte-Carlo-Methode bestimmt werden. Das Prinzip einer computerbasierten Monte-Carlo-Methode wird im Artikel [19, *Sullivan, 1971*] vorgeschlagen.

Die Idee dabei ist, die Zählrate des Instruments für eine wohl definierte, isotrope Intensität zu simulieren. Dazu benötigt man zunächst ein Computermodell des Teilcheninstruments, das zusammen mit einer Teilchenquelle in einer virtuellen Simulationsumgebung platziert wird. Von der Teilchenquelle lässt man zufällig Teilchen generieren, die in ihrer Gesamtheit einen isotropen Fluss mit einem klar definierten Spektrum ergeben. Diese Teilchen verfolgt man schrittweise durch die Simulationsumgebung und überprüft, ob sie einen Treffer im Instrument erzeugen. Die Werte $a_{i,j}$ der Response-Matrix ergeben sich nach ausreichender Statistik aus der Anzahl der generierten Teilchen N_j im Energiebereich j und der Anzahl der getroffenen Teilchen H_i dieser Teilchen N_j im Kanal i [19] zu

$$a_{i,j} = \frac{H_i}{N_j} \cdot G_Q. \quad (2.16)$$

Der Faktor G_Q bezeichnet den geometrischen Geometriefaktor der Teilchenquelle, deren Form daher so zu wählen ist, dass er sich einfach berechnen lässt. Alle physikalischen Effekte, die man in den Transport der Teilchen in der Simulationsumgebung miteinbezieht (z. B. Energieverlustprozesse, Streuung, Magnetfelder, Produktion von Sekundärteilchen), sind auch Bestandteil der resultierenden Response-Matrix. Ist man nur an rein geometrischen Faktoren interessiert, führt man die Simulation ohne physikalische Effekte durch und betrachtet statt echten Teilchen nur gerade Bahnen. Die Betrachtung verschiedener Energiebereiche i und j entfällt dabei. Eine geeignete Plattform, um solch eine physikalische Teilchensimulation aufzusetzen, stellt das GEANT-Toolkit (Geometry and Tracking) zur Verfügung, das am CERN entwickelt wird.

3. Das Solar Electron and Proton Telescope

Das Solar Electron and Proton Telescope (SEPT) wurde entwickelt, um solare energiereiche Elektronen von 30 – 400 keV und Protonen von 60 – 7000 keV zu trennen und ihre dreidimensionale Verteilung mit einer guten Energie- und Zeitauflösung zu messen [28]. Das SEPT ist eines von vier Instrumenten der SEP-Suite (Solar Energetic Particle Suite) zur Messung solarer energiereicher Teilchen. Die SEP-Suite ist ein Subsystem der IMPACT (In-situ Measurements of Particles and CME Transients) Instrumenten-Suite, zu deren wissenschaftlichen Zielen es gehört, die Ursprünge und Eigenschaften koronaler Massenauswürfe und die Beschleunigung solarer energiereicher Teilchen in der Korona und im interplanetaren Raum zu verstehen [1]. Das SEPT und die IMPACT-Suite sind Teil der STEREO-Mission (Solar Terrestrial Relations Observatory). An Bord der identisch ausgestatteten Raumsonden STEREO-A und STEREO-B (Ahead & Behind) befinden sich jeweils zwei baugleiche SEPT Instrumente:

- SEPT-E: ausgerichtet in der Ekliptik entlang des nominellen Magnetfeldes (Parker-Spirale) in Richtung Sonne und entgegengesetzt dazu (SUN & ANTI-SUN),
- SEPT-NS: vertikal zur Ekliptik ausgerichtet in Richtung Nord und Süd (NORTH & SOUTH).

Jedes Instrument besitzt ein Sensorsystem aus zwei doppelseitigen Teleskopen (s. Abb. 3.1 rechts) – eine Seite für Protonen, die andere Seite für Elektronen. Eines der Teleskope ist gegenüber dem anderen um 180° gedreht, sodass ein SEPT-Instrument für jede der beiden Richtungen mit einem Elektronen- und einem Protonendetektor ausgestattet ist. Durch diesen Aufbau ist eine dreidimensionale Verteilung der Intensitäten messbar, was es ermöglicht, die Anisotropie von SEP-Events zu bestimmen.

3.1. Sensoraufbau und Messprinzip

In einem doppelseitigen Teleskop wird mit je einem Halbleiterdetektor pro Seite (einem p-Detektor für Protonen und einem e-Detektor für Elektronen) gemessen. Um zwischen Protonen und Elektronen unterscheiden zu können, werden diese vor der Messung nach dem Magnet/Folien-Prinzip getrennt. In Abbildung 3.1 ist links der Aufbau eines der Teleskope mit den beiden Detektoren in grün zu sehen. Ein Magnetsystem erzeugt auf der einen Seite des Teleskops zwischen Apertur und p-Detektor ein Magnetfeld, das leichte Elektronen bis 400 keV zur Seite in die Gehäusewände des Teleskops ablenkt, aber schwere Protonen und Ionen passieren lässt. Auf der anderen Seite ist vor dem e-Detektor eine dünne Folie aus Parylene N angebracht, die Protonen bis 400 keV stoppt und Elektronen hindurchlässt. Der Beitrag von Protonen mit Energien > 400 keV auf den e-Detektor kann theoretisch mithilfe der Protonen-Messung des zweiten Teleskops berechnet und abgezogen werden.

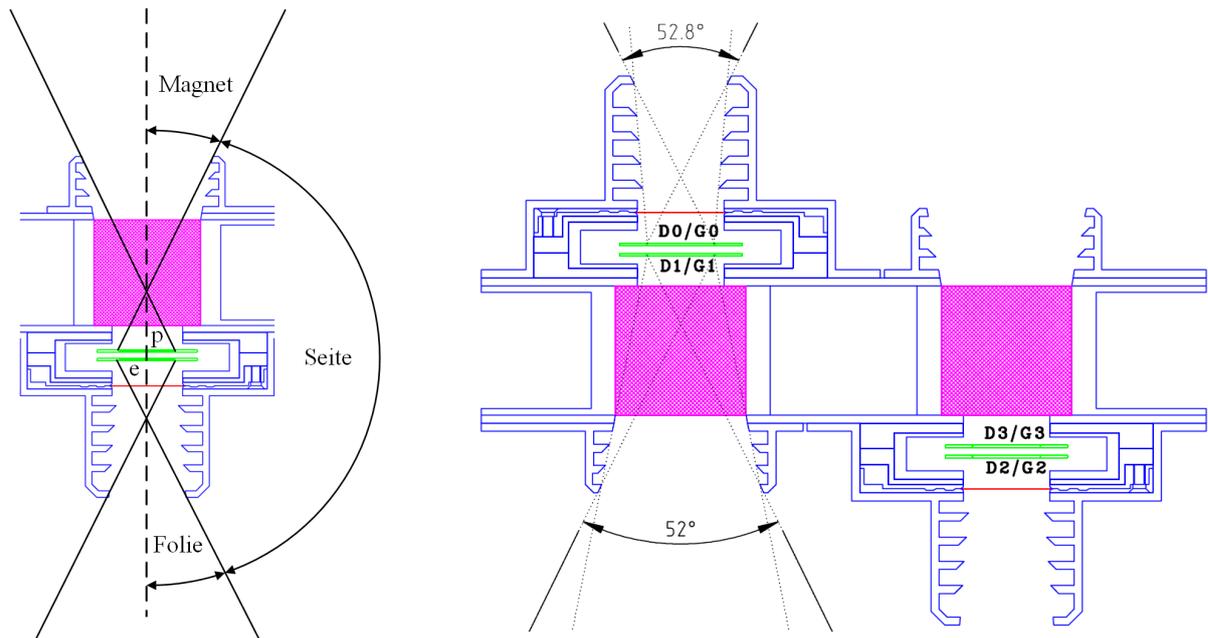


Abbildung 3.1.: Links: Schematische Darstellung des Aufbaus eines der beiden doppelseitigen Teleskope des SEPT. Der pinke Bereich vor dem p-Detektor markiert den Bereich des Magnetfeldes. Der rote Strich vor dem e-Detektor stellt die Folie dar. Rechts: Voller Aufbau des Sensorsystems eines Instruments aus zwei baugleichen doppelseitigen Teleskopen.

Die beiden $300\ \mu\text{m}$ dicken, baugleichen Halbleiterdetektoren eines Teleskops bestehen aus zwei aktiven Segmenten, die auf dem gleichen Silizium-Wafer aufgebracht sind. Das $53\ \text{mm}^2$ große Center-Segment mit einem Durchmesser von $8,2\ \text{mm}$ in der Mitte ist umgeben von einem $58\ \text{mm}^2$ Guard-Ring mit einem Durchmesser von $12\ \text{mm}$. Zwischen beiden Segmenten befindet sich der $100\ \mu\text{m}$ breite Crosstalk-Ring, der ein Übersprechen großer Impulse zwischen Center-Segment und Guard-Ring verhindert. Die hier angegebenen Maße sind zum besseren Verständnis gerundet. Die exakten, im GEANT4 Modell verwendeten Angaben sind in Teil 4.1.1 gelistet. In Abbildung 3.2 ist oben der Aufbau eines Halbleiterdetektors mit den beiden Segmenten gezeigt. Die untere Skizze zeigt die Anordnung beider Detektoren eines Teleskops von der Seite. Protonen- und Elektronendetektor sind mit einem Abstand von $1\ \text{mm}$ im Teleskop verbaut. Die äußere, ohmsche Seite der Detektoren ist mit einer $170\ \text{nm}$ dicken, lichtdichten Schicht aus Aluminium versehen.

Das Center-Segment eines Detektors wird in Antikoinzidenz mit seinem Guard-Ring und mit den Segmenten des zweiten Detektors im Teleskop ausgewertet, sodass durchdringende Teilchen und Sekundärteilchen von außerhalb der nominellen Öffnungsbereiche unterdrückt werden. Auf diese Weise sollten auf dem nominellen Wege nur Teilchen gemessen werden, die in den Center-Segmenten stecken bleiben. In diesem Falle entspricht die im Center-Segment deponierte Energie E_d der Primärenergie des Teilchens E_p .

Die Elektronik des SEPT zählt die deponierten Energien in 32 Energie-Bins pro Teleskop und Detektor. Das SEPT liefert mit einer Zeitauflösung von $1\ \text{min}$ die Anzahl der Treffer in diesen 32 Energie-Bins für p- und e-Detektor, aus denen am Boden Zählraten bestimmt werden. Tabelle 3.1 zeigt die unteren und oberen Grenzen der 32 Energie-Bins sowie den zur Umrechnung der Zählraten zu Intensitäten verwendeten Geometriefaktor G . Bin #0/#1 haben aufgrund

Tabelle 3.1.: Grenzen E_{\min}/keV und E_{\max}/keV der Energie-Bins des SEPT p- und e-Detektors sowie die aus der alten Simulation hervorgegangenen Geometriefaktoren G , die zur Umrechnung der gemessenen Zählraten der Bins zu Intensitäten genutzt wird.

Bin #	Protonendetektor			Elektronendetektor		
	E_{\min}/keV	E_{\max}/keV	$G/(\text{cm}^2 \text{ sr})$	E_{\min}/keV	E_{\max}/keV	$G/(\text{cm}^2 \text{ sr})$
Bin #0	0,0	75,0	-	0	35	-
Bin #1	75,0	84,1	-	35	45	-
Bin #2	84,1	92,7	0,19	45	55	0,054
Bin #3	92,7	101,3	0,19	55	65	0,089
Bin #4	101,3	110,0	0,19	65	75	0,095
Bin #5	110,0	118,6	0,19	75	85	0,101
Bin #6	118,6	137,0	0,19	85	105	0,101
Bin #7	137,0	155,8	0,19	105	125	0,106
Bin #8	155,8	174,6	0,19	125	145	0,108
Bin #9	174,6	192,6	0,19	145	165	0,113
Bin #10	192,6	219,5	0,19	165	195	0,109
Bin #11	219,5	246,4	0,19	195	225	0,110
Bin #12	246,4	273,4	0,19	225	255	0,114
Bin #13	273,4	312,0	0,19	255	295	0,112
Bin #14	312,0	350,7	0,19	295	335	0,113
Bin #15	350,7	389,5	0,19	335	375	0,095
Bin #16	389,5	438,1	0,19	375	425	0,074
Bin #17	438,1	496,4	0,19	425	485	-
Bin #18	496,4	554,8	0,19	485	545	-
Bin #19	554,8	622,9	0,19	545	615	-
Bin #20	622,9	700,7	0,19	615	695	-
Bin #21	700,7	788,3	0,19	695	785	-
Bin #22	788,3	875,8	0,19	785	875	-
Bin #23	875,8	982,8	0,19	875	985	-
Bin #24	982,8	1111,9	0,19	985	1115	-
Bin #25	1111,9	1250,8	0,19	1115	1255	-
Bin #26	1250,8	1399,7	0,19	1255	1405	-
Bin #27	1399,7	1578,4	0,19	1405	1585	-
Bin #28	1578,4	1767,0	0,19	1585	1775	-
Bin #29	1767,0	1985,3	0,19	1775	1995	-
Bin #30	1985,3	2223,6	0,19	1995	2235	-
Bin #31	2223,6	-	0,19	2235	-	-

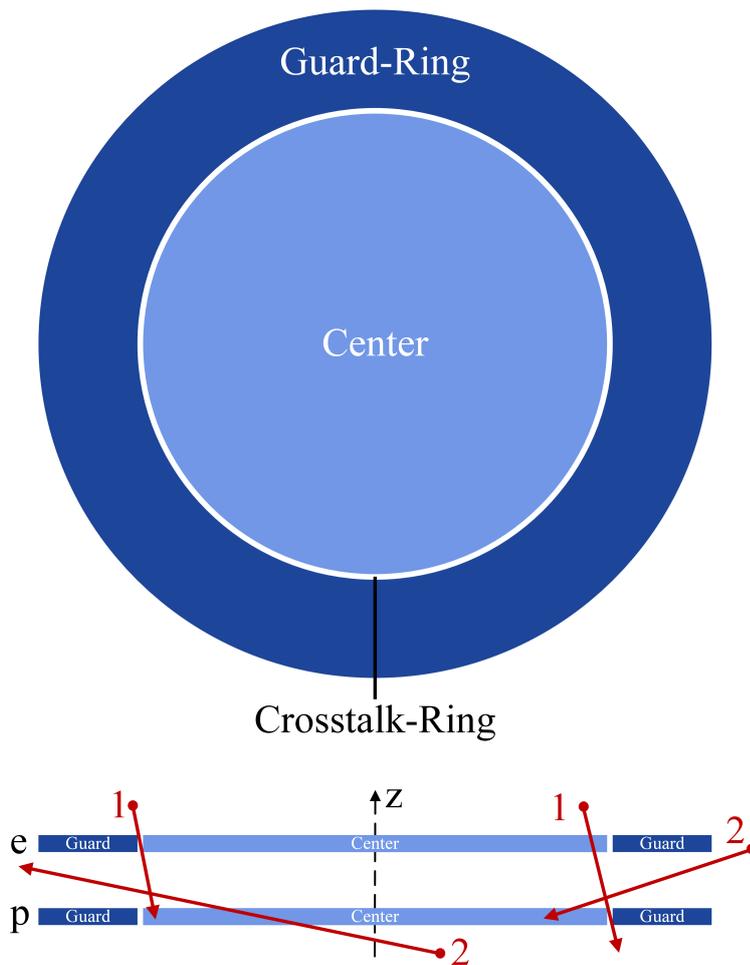


Abbildung 3.2: Maßstabsgetreue Skizze der Detektoren eines Teleskops. **Oben:** Draufsicht. **Unten:** Seitenansicht. In der Seitenansicht sind zwei ungewollte, aber mögliche Typen von Bahnen skizziert, die Teilchen durch den Detektor nehmen können, ohne die Antikoinzidenz auszulösen: **1.** durch den $100\ \mu\text{m}$ breiten Crosstalk-Ring, **2.** durch die $1\ \text{mm}$ breite Lücke zwischen den beiden Detektoren.

angepasster Triggerschwellen keine definierte untere Grenze und werden nicht verwendet. Der letzte Bin #31 zählt alle Treffer mit deponierten Energien $> 2,2\ \text{MeV}$. In dieser Arbeit wird nur mit Level-2 Messdaten gearbeitet, die bereits Korrekturen für elektronische Effekte enthalten. Wenn möglich, werden außerdem die vom Geometriefaktor der alten Simulation unabhängigen Zählraten anstatt der Intensitäten verwendet. Für den e-Detektor gibt es Level-2 Daten nur von Bin#2 bis #16. Die Bins #2 und #3 der Level-2 Messdaten sind außerdem als nicht verlässlich für quantitative Vergleiche eingestuft.

3.2. Nachteile des Detektorsystems

Der Aufbau des Detektorsystems lässt rein geometrisch schon zwei Möglichkeiten zu, wie es zu Fehlinterpretationen der Messung kommen kann (s. Abb. 3.2 unten):

1. Teilchen nehmen eine der in der Abbildung markierten Bahnen vom Typ 1, durchdringen den Crosstalk-Ring ihres Detektors und treffen auf den zweiten, dahinter liegenden Detektor.
2. Teilchen nehmen eine der Bahnen vom Typ 2 und gelangen von der Seite durch den $1\ \text{mm}$ großen Abstand zwischen den Detektoren in das Detektorsystem.

Im ersten Falle deponiert das Teilchen zwar Energie im Crosstalk-Ring, dieser ist aber kein Teil der Antikoinzidenz, die daher nicht ausgelöst werden kann. Hat das Teilchen noch genügend Energie und trifft es auf den zweiten Detektor, entspricht die dort deponierte Energie nicht mehr der Primärenergie des Teilchens. Außerdem wird das Magnet/Folien-Prinzip ausgehebelt, da Protonen und Elektronen auf dem jeweiligen anderen Detektor gemessen werden. Das SEPT kann dieses Verhalten nicht erkennen und wird diese Messungen nicht aussortieren. Allerdings ist der Crosstalk-Ring sehr schmal, sodass diese Teilchen nur einen kleinen Anteil an der Gesamtmessung haben sollten.

Im zweiten Falle, wenn Teilchen seitlich in das System gelangen, können sie unter bestimmten Winkeln ebenfalls Energie in den Center-Segmenten deponieren, ohne die Antikoinzidenz auszulösen. Dafür müssen die Teilchen auf jeden Fall vorher durch das den Detektor umgebende Gehäuse aus Aluminium geflogen sein und haben dabei Energie verloren. Da durchdringende Teilchen ohne Antikoinzidenz nicht erkannt werden können, entspricht auch in diesem Falle die deponierte Energie nicht der Primärenergie des Teilchens. Weil die Teilchen von der Seite und nicht durch die nominellen Öffnungen kommen, greift auch hier das Magnet/Folien-Prinzip nicht und es ist keine Aussage über die Teilchenart möglich. Auch in diesem Falle wird das SEPT die Messung nicht aussortieren. Mit 1 mm ist der Abstand zwischen den Detektoren zwar vergleichsweise groß, aber aufgrund der Abschirmung durch das Gehäuse wurde der Ansprechbereich des Systems für Teilchen von der Seite in früheren Simulationen des SEPT nicht genau quantifiziert. Dies nachzuholen und ihren Beitrag an den Messungen zu bestimmen, ist der Hauptteil dieser Arbeit.

3.3. Response-Matrix des SEPT

In Teil 2.4 wurde das Konzept der Response-Matrix vorgestellt. Die Gleichung (2.14) gibt dabei die allgemeine Form der Response-Matrix eines Teilcheninstruments an. In dieser Arbeit wird die Response-Matrix des SEPT mit seinen 32 Energie-Bins je Detektor für Protonen und Elektronen bestimmt. Die Gleichung (2.10) nimmt dabei folgende Form an:

$$\begin{pmatrix} \vec{C}^p \\ \vec{C}^e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_p^p & \mathbf{A}_e^p \\ \mathbf{A}_p^e & \mathbf{A}_e^e \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{I}_p \\ \vec{I}_e \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } \vec{C}^p = \begin{pmatrix} C_0^p \\ \vdots \\ C_{31}^p \end{pmatrix}, \quad \vec{C}^e = \begin{pmatrix} C_0^e \\ \vdots \\ C_{31}^e \end{pmatrix}, \quad \vec{I}_p = \begin{pmatrix} I_{p,0} \\ \vdots \\ I_{p,m} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{I}_e = \begin{pmatrix} I_{e,0} \\ \vdots \\ I_{e,n} \end{pmatrix}$$

Der Zählraten-Vektor setzt sich zusammen aus \vec{C}^p und \vec{C}^e , den gemessenen Zählraten des p- und e-Detektors zu je 32 Energie-Bins. Der Intensitäten-Vektor besteht aus je einem Vektor für Protonen und Elektronen. Ihr Energiebereich und die Anzahl der Energie-Bins (m und n) kann beliebig gewählt werden und ist ein Parameter der Simulation. Die Response-Matrix setzt sich dann zusammen aus zwei $(32 \times m)$ -Matrizen für Protonen und zwei $(32 \times n)$ -Matrizen für Elektronen:

- \mathbf{A}_p^p : Response-Matrix des p-Detektors für **Protonen**,
- \mathbf{A}_e^p : Response-Matrix des p-Detektors für **Elektronen**,

- \mathbf{A}_p^e : Response-Matrix des **e**-Detektors für **Protonen**,
- \mathbf{A}_e^e : Response-Matrix des **e**-Detektors für **Elektronen**.

Die Response-Matrizen für Protonen werden durch eine Simulation des SEPT mit Protonen bestimmt, ebenso die Response-Matrizen für Elektronen durch eine Simulation mit Elektronen.

4. SEPT GEANT4 Simulation

Um den Beitrag seitlich auf das Instrument treffender Teilchen zu den Messdaten des SEPT bestimmen zu können, genügt es nicht, das Ergebnis früherer GEANT-Simulationen des Instruments zu revidieren, da Teilchen aus seitlichen Richtungen damals vernachlässigt wurden. Des Weiteren beschreibt das bisherige Modell des SEPT nur eines der beiden doppelseitigen Teleskope und ist daher seitlich nicht gut modelliert. Daher muss das Modell ergänzt und ein neuer Simulationsdurchlauf, der auch seitlich auftreffende Teilchen berücksichtigt, durchgeführt werden. Da das frühere Simulationsprogramm auf einer älteren GEANT-Version basiert und fehlende Quelldateien eine Kompilierung des Programms verhinderten, wird für diese Arbeit eine Simulation mit der aktuellen GEANT-Version neu aufgesetzt.

4.1. Aufsetzen der SEPT GEANT4 Simulation

Das GEANT4 Toolkit stellt dem Simulationentwickler komplexe, objektorientierte, in der Programmiersprache C++ geschriebene Softwarebibliotheken für Teilchensimulationen zur Verfügung. Wer eine GEANT4-Simulation von Grund auf neu programmieren möchte, muss zuerst das nötige Gerüst schaffen, in dem die Simulation laufen kann, d. h. es muss eine gewisse Programmierarbeit geleistet werden, bevor die interessanten Daten generiert werden können. Die Komplexität von GEANT4 macht diese Aufgabe für Neueinsteiger mit begrenzter Arbeitszeit schwierig. In dieser Arbeit wird daher das Programm G4ET verwendet. Das G4ET ist eine sofort lauffähige GEANT4-Applikation, die in der Arbeitsgruppe extraterrestrische Physik des IEAP der Universität Kiel entwickelt wurde. Sie stellt das nötige Grundgerüst zur Verfügung, um schnell eine neue Simulation effizient aufzusetzen. Die zu simulierende Geometrie wird dem G4ET im sogenannten GDML-Format übergeben, einer XML-basierten programmunabhängigen Sprache zur Definition von Geometrien. Andere Simulationsparameter, wie die zu simulierende Teilchenart, -spektrum und -quelle, oder die Ausgabegrößen können über Kommandos konfiguriert werden. Dies ermöglicht es z. B., die zu simulierende Geometrie auszutauschen oder den Energiebereich der Simulation zu erweitern, ohne Eingriffe in den Quelltext des G4ET vorzunehmen.

In dieser Arbeit wird zuerst eine Simulation für das SEPT mit oben beschriebenen G4ET aufgesetzt. Dabei soll zunächst das SEPT-Modell (die Geometrie) der früheren Simulation verwendet werden, um das Ergebnis dieser zu reproduzieren und damit die neue Simulation zu validieren. Dazu wird in folgenden Schritten verfahren:

1. Übersetzen des vorhandenen SEPT-Modells, das in GEANT4 C++ Quelltext vorliegt, in das GDML-Format,
2. Einbinden des Magnetfeldes des SEPT in das G4ET,
3. Konfiguration der Teilchenquelle,
4. Konfiguration der Ausgabegrößen der Simulation.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Wahl einer Physik-Liste in GEANT4, die vorgibt, welche physikalischen Prozesse in die Simulation mit einbezogen werden und durch welche mathematischen Modelle sie simuliert werden. Für die frühere Simulation wurde eine eigene Physik-Liste geschrieben, die nur elektromagnetische Prozesse beinhaltete und nicht mehr aktuell ist. In der neu aufgesetzten Simulation wird die Standard-Physik-Liste QGSP_BERT zusammen mit den „Livermore“-Modellen elektromagnetischer Prozesse bis 100 GeV verwendet.

4.1.1. Das vorhandene SEPT Modell

In Abbildung 4.1 ist die Geometrie des in das GDML-Format übersetzten vorhandenen Modells gezeigt. Modelliert wurde nur eines der beiden baugleichen doppelseitigen Teleskope des SEPT. Daher ist das Modell seitlich zwischen den nominellen Öffnungen (Magnetseite und Folienseite) im Vergleich mit dem realen Sensoraufbau nicht gut beschrieben (s. zum Vergleich Abb. 3.1). Die exakten Maße der Halbleiterdetektoren im Modell sind:

- Dicke $h = 298,18 \mu\text{m}$,
- Center-Segment: Radius $r_C = 0,4107 \text{ cm}$,
- Guard-Ring: innerer Radius $r_{G,i} = 0,4207 \text{ cm}$, äußerer Radius $r_{G,a} = 0,5974 \text{ cm}$,
- Center-Segment: Oberfläche $A_C = 2\pi r_C^2 + 2\pi r_C h = 1,1368 \text{ cm}^2$,
- Guard-Ring: Oberfläche $A_G = 2\pi (r_{G,a}^2 - r_{G,i}^2) + 2\pi r_{G,a} h + 2\pi r_{G,i} h = 1,3211 \text{ cm}^2$.

Das GDML-Format bietet keine Möglichkeit, Magnetfelder in der Geometrie zu definieren. Daher muss das Magnetfeld des SEPT-Sensorsystems im G4ET Quelltext implementiert werden. Die dazu nötigen Funktionen wurden aus dem Quelltext der früheren Simulation in das G4ET übernommen. Obwohl in der früheren Simulation nur eines der doppelseitigen Teleskope modelliert wurde, ist dort in den Funktionen das Magnetfeld beider Teleskope eines SEPT Instruments bereits definiert, sodass bei einer Erweiterung des Modells um das zweite Teleskop die Magnetfeldfunktionen nicht geändert werden müssen. In der Abbildung 4.1 sind unten links Bahnen von Elektronen im Magnetfeld gezeigt, die in einer Testsimulation erzeugt wurden.

4.1.2. Teilchenquelle

Zur Bestimmung der Response-Matrizen des SEPT ist es wichtig, dass mit einem isotropen Teilchenfluss simuliert wird. In dieser Simulation wird die General Particle Source (GPS) verwendet, um eine Teilchenquelle zu definieren. Die GPS wird über Kommandos im G4ET konfiguriert. Als geometrisches Objekt der Teilchenquelle wird eine Hohlkugel gewählt, die das zu simulierende Objekt umschließt. Um einen isotropen Fluss zu erhalten, werden von der Kugelinnenfläche Teilchen mit einer \cos -Verteilung zur Flächennormalen abgeschossen. Weiter zu wählende Parameter sind Energiebereich und Spektrum der zu generierenden Teilchen. Die Teilchenart und der Energiebereich werden zwischen verschiedenen Simulationsdurchläufen angepasst. Als Spektrum wird ein Potenzgesetz E^{-1} zur Energie E gewählt. Dies erzeugt in einem logarithmischen Histogramm der generierten Teilchenenergien eine konstante Anzahl pro Bin, denn in einem logarithmischen Histogramm ist die Differenz der Logarithmen der oberen und unteren Grenze eines Bins E_{\max} und E_{\min} konstant:

$$\log(E_{\max}) - \log(E_{\min}) = \text{konstant}.$$

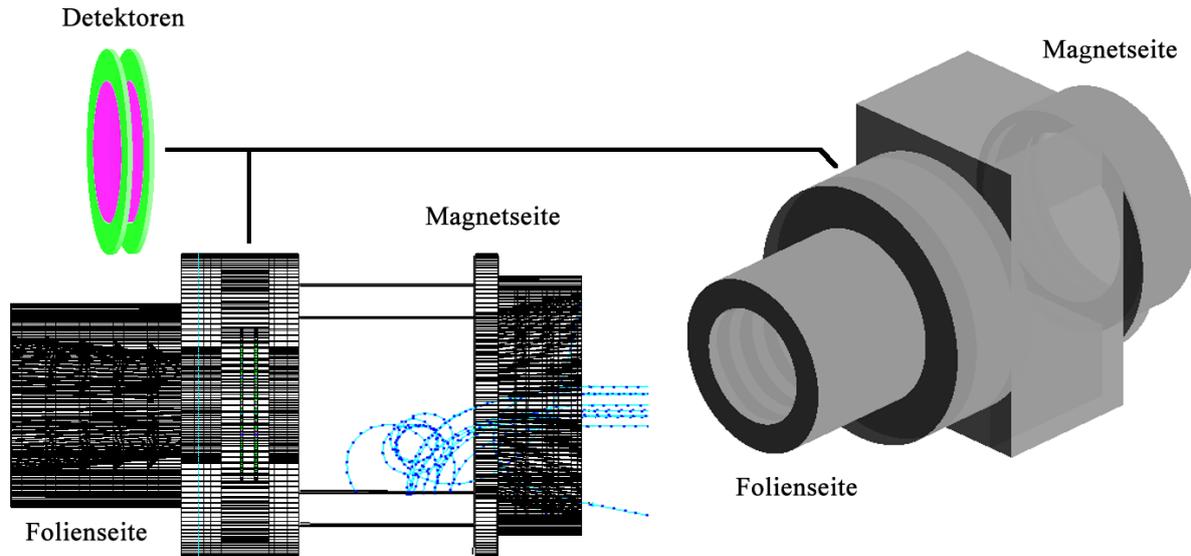


Abbildung 4.1.: Die Bilder zeigen das in der neuen Simulation implementierte vorhandene Modell eines doppelseitigen Teleskops. Links oben sind die Detektoren und ihre Position im Modell gezeigt. Links unten ist das Modell seitlich als Gitternetz-Darstellung inklusive der Bahnen einiger Elektronen zu sehen, die geradlinig auf die Magnetöffnung treffen. Das rechte Bild zeigt eine perspektivische, halb-durchsichtige Ansicht des Modells.

Für die Zahl N der generierten Teilchen pro Bin gilt mit dem konstanten Faktor a :

$$N = a \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-1} dE = a \cdot (\log(E_{\max}) - \log(E_{\min})) = \text{konstant}.$$

Dies ermöglicht die Normalisierung des Simulationsergebnisses nach Gleichung (2.16) über einen konstanten Faktor. Außerdem sind so auch in nicht normalisierten Histogrammen die Bins vergleichbar.

4.1.3. Validierung der Teilchenquelle

Für die Auswertung der Simulationsergebnisse ist es essentiell, dass die Teilchenquelle auch tatsächlich das konfigurierte Spektrum isotrop erzeugt. Daher wird mit einem Testaufbau die korrekte Funktion der Teilchenquelle validiert.

Isotroper Fluss

Im ersten Test wird überprüft, ob der Teilchenfluss isotrop ist. Der einfache Testaufbau ist in Abbildung 4.3 skizziert. Als Detektor wird ein Zylinder mit folgenden Eigenschaften gewählt:

$$\begin{aligned} \text{Radius } r_D &= 0,5 \text{ cm,} \\ \text{Dicke } h_D &= 300 \text{ } \mu\text{m,} \\ \text{Oberfläche } A_D &= 2\pi r_D^2 + 2\pi r_D h_D = 1,665 \text{ cm}^2, \\ \text{Geometriefaktor } G_D &= A_D \cdot \pi = 5,231 \text{ cm}^2 \text{ sr.} \end{aligned}$$

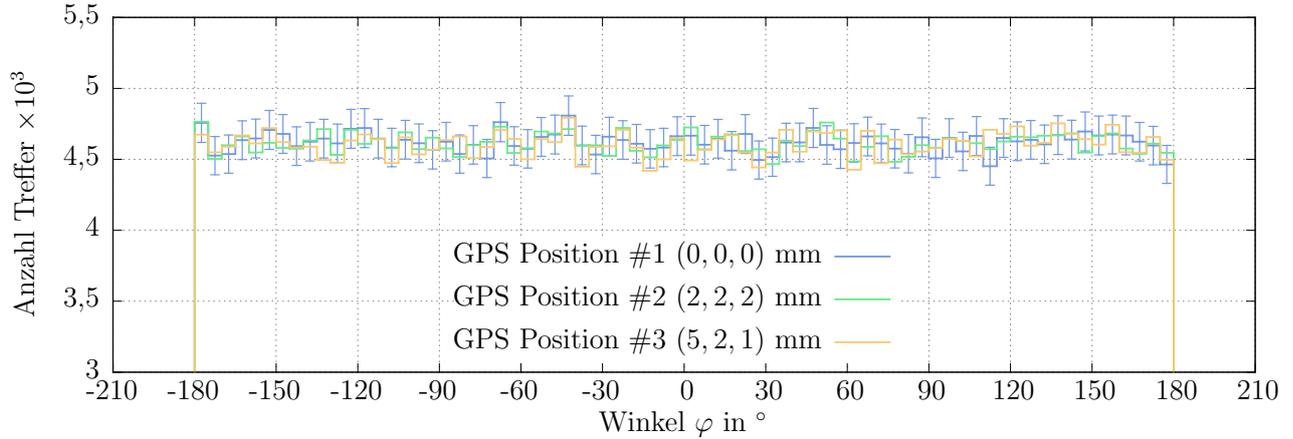


Abbildung 4.2.: Histogramm über die Anzahl detektierter Teilchen in Bezug auf deren Richtungswinkel φ für drei verschiedene Simulationsdurchläufe mit der GPS an unterschiedlichen Positionen. Für die erste Position ist $2 \cdot \sigma$ als Fehlerbalken mit aufgetragen.

Da der Detektor zylindrisch ist, wird die Gleichung (2.8) zur Berechnung des Geometriefaktors verwendet. Der Detektor wird wie in Abbildung 4.3 mit der Flächennormalen parallel zur z-Achse ausgerichtet und in der in Teil 4.1.2 beschriebenen Teilchenquelle platziert. Der Radius der Quelle wird zu

$$r_Q = 2 \text{ cm}$$

gewählt. Somit beträgt der Geometriefaktor der Quelle

$$G_Q = 4\pi r_Q^2 \cdot \pi = 157,914 \text{ cm}^2 \text{ sr.}$$

Simuliert wird mit $N = 10^7$ Geantinos (virtuelle, wechselwirkungsfreie Teilchen). Die Treffer auf dem Detektor werden in Abhängigkeit der Richtungswinkel ϑ und φ der Teilchen gezählt. Der ϑ -Winkel wird von der z-Achse aus von 0° (parallel zur z-Achse) bis 180° (antiparallel zur z-Achse) gemessen. Der φ -Winkel wird in der xy-Ebene von der x-Achse aus von 0° bis -180° und $+180^\circ$ gemessen. Es werden drei Simulationsdurchläufe mit dem Detektor an unterschiedlichen Positionen in der Quelle durchgeführt.

Sind die generierten Geantinos isotrop verteilt, wird erwartet, dass die Anzahl der getroffenen Teilchen konstant mit φ verteilt ist, da der Testdetektor um die z-Achse in φ absolut symmetrisch ist. Die φ -Verteilung der Anzahl der getroffenen Teilchen aus der Simulation ist in Abbildung 4.2 aufgetragen. Die Verteilung ist im Rahmen der Statistik für alle drei Positionen des Detektors konstant und bestätigt die Erwartung. In der φ -Richtung sind die generierten Teilchen isotrop verteilt.

Die Erwartung an die ϑ -Verteilung ist eine andere. Die effektive Fläche des Detektors variiert unter Vernachlässigung der Dicke mit $\cos(\vartheta)$. Ein weiterer $\sin(\vartheta)$ -Anteil ist dem Raumwinkel-element $d\omega = \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi$ geschuldet. Da die Anzahl der getroffenen Teilchen nicht negativ sein kann, ergibt dies zusammen die erwartete Verteilung $|\sin(\vartheta) \cdot \cos(\vartheta)|$. Die Verteilung der getroffenen Teilchen über ϑ ist in Abbildung 4.4 aufgetragen und zeigt diesen erwarteten Verlauf. Dass die Verteilung bei $\vartheta = 90^\circ$ nicht ganz auf null herabfällt und gegenüber dem Fit

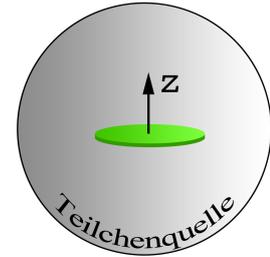


Abbildung 4.3.: Skizze des Testaufbaus zur Validierung des isotropen Flusses der Teilchenquelle.

Tabelle 4.1.: Aus der Testsimulation zur Validierung des isotropen Flusses bestimmte Geometriefaktoren $G_{\text{sim.}}$ des Testdetektors im Vergleich mit dem berechneten Wert $G_D = 5,231 \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

GPS Position	Anzahl Treffer H	$G_{\text{sim.}}$	$\sigma_{G_{\text{sim.}}}/G_{\text{sim.}}$	Abweichung zu G_D
(0, 0, 0) mm	332645	5,253 cm^2sr	0,18 %	0,42 %
(2, 2, 2) mm	332256	5,247 cm^2sr	0,18 %	0,31 %
(5, 2, 1) mm	331508	5,235 cm^2sr	0,18 %	0,08 %

leicht zu 90° verschoben ist, liegt daran, dass die Dicke des simulierten Detektors von $300 \mu\text{m}$ in der Erwartung vernachlässigt wird.

Aus der Anzahl der insgesamt getroffenen Teilchen H kann nun noch der Geometriefaktor $G_{\text{sim.}}$ des Testdetektors bestimmt und mit dem theoretischen Wert verglichen werden. In Tabelle 4.1 sind die aus der Simulation über

$$G = \frac{H}{N} \cdot G_Q = \frac{H}{10^7} \cdot 157,914 \text{ cm}^2 \text{ sr}$$

berechneten Geometriefaktoren $G_{\text{sim.}}$ und ihre Abweichungen vom theoretischen Wert G_D gezeigt. Der statistische relative Fehler der aus der Simulation berechneten Geometriefaktoren $G_{\text{sim.}}$ wird über die Standardabweichung einer Poisson-Verteilung ermittelt, da es sich beim Simulationsergebnis H um die Größe einer Zählmessung handelt:

$$\sigma_{G_{\text{sim.}}} = \sqrt{H}. \quad (4.1)$$

Mögliche Fehler, z. B. durch die begrenzte Genauigkeit der in der Simulationssoftware verwendeten physikalischen Modelle und Wechselwirkungsquerschnitte werden nicht berücksichtigt. Die Abweichung des Geometriefaktors der Simulation mit der GPS an Position (5, 2, 1) mm zum theoretischen Wert ist geringer als der statistische Fehler. Für die beiden anderen Positionen stimmen die simulierten Faktoren erst im $2 \cdot \sigma$ - und $3 \cdot \sigma$ -Bereich mit dem Theoriewert überein.

Spektrum

Im zweiten Test wird überprüft, ob das Spektrum der generierten Teilchen dem eingestellten E^{-1} Spektrum entspricht. Dazu wird diesmal mit $N = 10^6$ Protonen von 20 keV bis 2 MeV anstatt mit Geantinos simuliert. In Abbildung 4.5 sind alle generierten Teilchen (Events) über ihrer Primärenergie E_p histogrammiert und aufgetragen. Im unteren Graphen mit logarithmischem Histogramm zeigt sich die erwartete konstante Anzahl an Events pro Bin im simulierten Energiebereich. Aus N und der Anzahl an Bins des Histogramms (31 Stück) ergibt sich der erwartete Wert von 32258 Events pro Bin. Das Spektrum der Teilchenquelle ist korrekt.

Geometriefaktoren der SEPT Detektoren

Als letzter Test der Teilchenquelle und der Normalisierung wird das vorhandene SEPT-Modell mit $N = 10^8$ Geantinos simuliert, um wie zuvor für den Testdetektor nun die Geometriefaktoren der Segmente der SEPT-Halbleiterdetektoren mit Theoriewerten zu vergleichen. Der Geometriefaktor des Center-Segments berechnet sich aus den angegebenen Maßen in Teil 4.1.1 nach

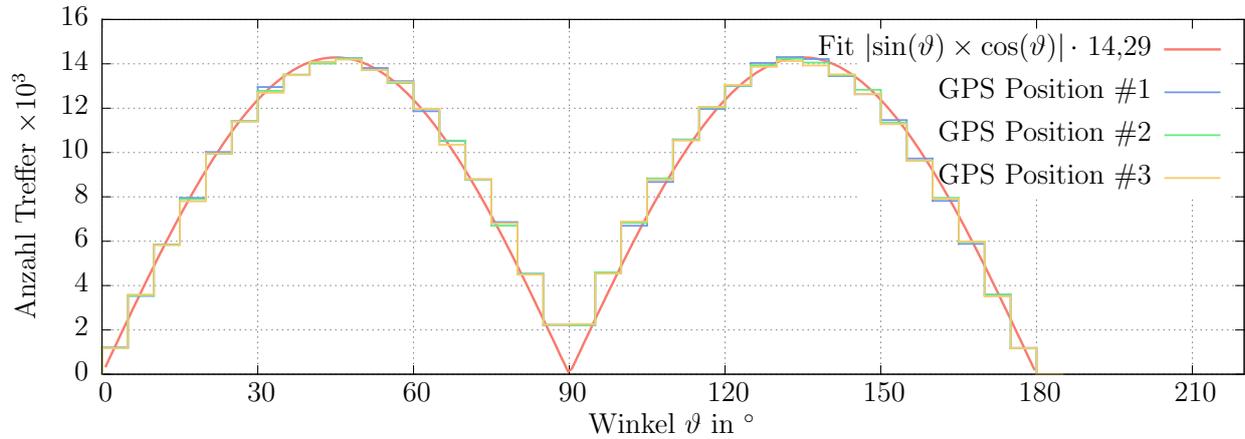


Abbildung 4.4.: Histogramm über die Anzahl detektierter Teilchen in Bezug auf deren Richtungswinkel ϑ für drei verschiedene Simulationdurchläufe mit der GPS an unterschiedlichen Positionen. Der Fit entspricht der erwarteten ϑ -Verteilung bei vorliegendem isotropen Fluss.

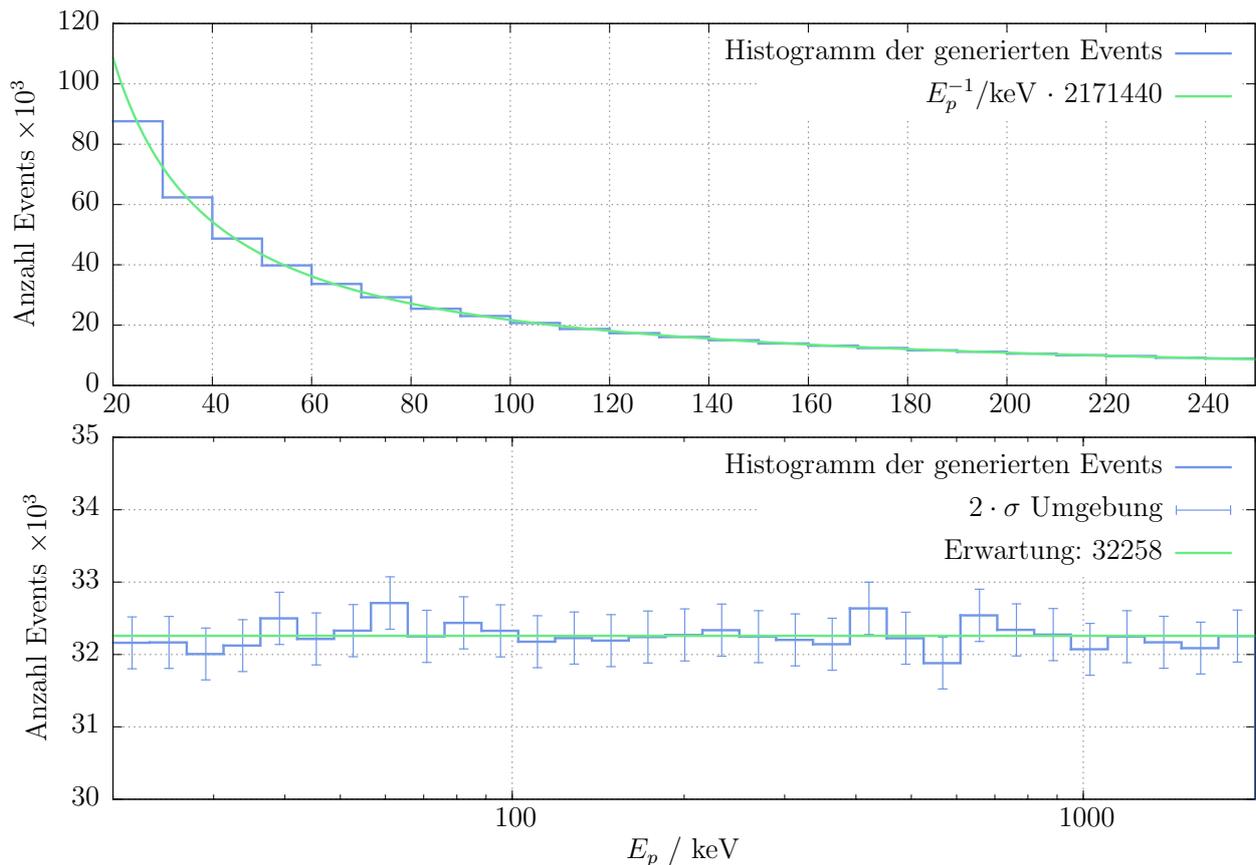


Abbildung 4.5.: Histogramm über die Event-Anzahl abgeschossener Primärteilchen in Bezug auf deren Startenergie. **Oben:** Histogramm mit konstanter Bin-Breite und Fit $E_p^{-1} \cdot c$ auf linearer Energie-Skala. **Unten:** Histogramm mit logarithmisch verteilten Bin-Breiten und $2 \cdot \sigma$ Fehlerbalken auf logarithmischer Energie-Skala.

Tabelle 4.2.: Vergleich der durch die GEANT4-Simulation gewonnenen ($G_{\text{sim.}}$) und berechneten ($G_{\text{ber.}}$) rein geometrischen Geometriefaktoren der Segmente des SEPT-Detektorsystems.

Detektor	Center		Guard		Gesamt
	Folie (e)	Magnet (p)	Folie (e)	Magnet (p)	
Treffer	214085	214625	248701	248400	925811
$G_{\text{sim.}}/(\text{cm}^2 \text{ sr})$	3,5709	3,5799	4,1482	4,1432	15,4422
$\sigma_{G_{\text{sim.}}}/G_{\text{sim.}}$	0,22 %	0,22 %	0,20 %	0,20 %	15,4422
$G_{\text{ber.}}/(\text{cm}^2 \text{ sr})$	3,5712	3,5712	4,1503	4,1503	15,4430
Abweichung $G_{\text{sim.}}$ zu $G_{\text{ber.}}$	-0,01%	0,24 %	-0,05 %	-0,17 %	-0,006 %

(2.8) zu:

$$\text{Center-Segment: } G_C = A_C \cdot \pi = 3,5712 \text{ cm}^2 \text{ sr} .$$

Die innere Mantelfläche des Guard-Rings erfüllt nicht die Bedingung, um die Gleichung (2.8) anzuwenden. Sie überschätzt den Geometriefaktor leicht und wird hier als obere Abschätzung verwendet.

$$\text{Guard-Ring: } G_G < A_G \cdot \pi = 4,1503 \text{ cm}^2 \text{ sr}$$

In Tabelle 4.2 werden die aus dem normalisierten Simulationsergebnis hervorgehenden Faktoren $G_{\text{sim.}}$ mit diesen Werten verglichen. Die relative Abweichung der simulierten Geometriefaktoren von den Theoriewerten ist gering und liegt im Rahmen des statistischen Fehlers $\sigma_{G_{\text{sim.}}}$. Nur die Abweichung beim Center-Segment des p-Detektors (Magnet) liegt leicht außerhalb des $1 \cdot \sigma$ -Bereichs. In den folgenden Graphen von Simulationsdaten wird der $2 \cdot \sigma$ -Bereich nach Gleichung (4.1) als Fehlerbalken angegeben.

4.1.4. Auswertungsverfahren

GEANT4 simuliert Teilchen nacheinander, d. h. es wird ein Teilchen von der Quelle generiert und dessen Transport abgeschlossen, bevor das nächste Teilchen generiert wird. Unter einem Event wird in GEANT4 die Simulation eines solchen Primärteilchens bis zum Abschluss des Transportprozesses bezeichnet. Dies beinhaltet auch Sekundärteilchen, die während des Transports erzeugt werden können. Die Simulation gibt für jedes Event, das Energie in mindestens einem der Detektor-Segmente deponiert, alle in diesem Event deponierten Energien mit einem Satz an konfigurierbaren Parametern aus, in diesem Falle:

- Event-ID,
- ID des Detektor-Segments, in dem die Energie deponiert wird,
- Art des Teilchens, das die Energie deponiert (kann ein Sekundärteilchen sein),
- Startposition des Primärteilchens des Events (Punkt auf Teilchenquelle),
- Start-Richtungswinkel des Primärteilchens des Events.

Diese Daten werden außerhalb der Simulation weiter ausgewertet. Im ersten Schritt der Auswertung werden für jedes Event und jedes Detektor-Segment die deponierten Energien aufsummiert. Danach wird für jedes Event die Antikoinzidenz-Logik des SEPT angewandt. Die dafür angesetzte Triggerschwelle wurde wie in der früheren Simulation zu 20 keV gewählt, d. h. die summierte Energiedeposition muss pro Detektor > 20 keV sein, um als valider Treffer zu gelten. Dieses Verfahren imitiert das elektronische Messverhalten des realen Instruments und wendet es auf das Simulationsergebnis an.

4.2. Reproduktion des alten Simulationsergebnisses mit Protonen

Nachdem die GEANT4-Simulation mit dem G4ET und dem vorhandenen Modell eines Teleskops des SEPT aufgesetzt wurde, wird nun versucht, das Ergebnis der alten Simulation zu reproduzieren. Die Parameter der ersten Simulation sind:

Modell	Teilchenart	Quellen-Radius	Anzahl Teilchen	E_{\min}	E_{\max}
Einfaches Teleskop	Protonen	$r_Q = 65$ mm	$N = 10^9$	20 keV	200 MeV

Das Simulationsergebnis wird zunächst wie in Teil 4.1.4 beschrieben ausgewertet.

Die Abbildung 4.6 zeigt, wie das Modell an der z-Achse des Koordinatensystems der Simulation ausgerichtet ist: Die Flächennormale der Detektoren liegt parallel zur z-Achse, die mittig durch die Detektoren hindurchgeht. Der Öffnungsbereich der Folienapertur (Seite des e-Detektors) reicht von $\vartheta = 0^\circ$ bis 26° . Damit können Teilchen mit ϑ -Richtungswinkeln von 154° bis 180° den nominellen Weg durch die Folienapertur nehmen. Die angegebenen Winkel in der Abbildung beziehen sich auf diese ϑ -Richtungswinkel ankommender Teilchen. Der Öffnungsbereich der Magnetapertur (die Seite des p-Detektors) reicht von $\vartheta = 152^\circ$ bis 180° . Damit können Teilchen mit ϑ -Richtungswinkeln von 0° bis 28° den nominellen Weg durch die Magnetapertur nehmen.

In der alten Simulation wurden nur Teilchen in den Bereichen $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ generiert. Der Öffnungsbereich der Magnetapertur (p-Detektor) ist im ersterem enthalten und der Öffnungsbereich der Folienapertur im zweiten. In Abbildung 4.8 sind alle nach der Auswertung als valide Treffer erkannten Events mit der im Detektor deponierten Energie E_d über der Primärenergie E_p des Primärteilchens aufgetragen. Die Events sind in vier Gruppen eingeteilt.

1. p-Detektor mit $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$:

Dies sind Events, die auf dem p-Detektor gemessen werden, deren Primärteilchen mit einem ϑ -Richtungswinkel zwischen 0° und 45° gestartet sind. Damit können diese Teilchen den nominellen Weg durch die Magnetöffnung genommen haben.

2. e-Detektor mit $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$:

Dies sind Events, die auf dem e-Detektor gemessen werden, deren Primärteilchen mit einem ϑ -Richtungswinkel zwischen 135° und 180° gestartet sind. Damit können diese Teilchen den nominellen Weg durch die Folienöffnung genommen haben.

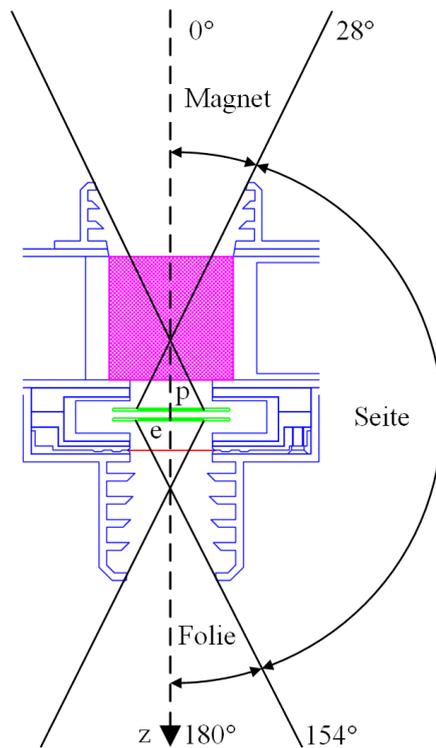


Abbildung 4.6: Illustration zur Bezeichnung der ϑ -Winkelbereiche „Magnet“, „Folie“ und „Seite“. Die angegebenen Winkelgrenzen beziehen sich auf den Richtungswinkel der ankommenden Teilchen. Daher bewegt sich ein Teilchen mit $\vartheta = 180^\circ$ in positiver und mit $\vartheta = 0^\circ$ in negativer z-Richtung.

3. p-Detektor mit $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$:

Dies sind Events, die auf dem p-Detektor gemessen werden, deren Primärteilchen mit einem ϑ -Richtungswinkel zwischen 135° und 180° gestartet sind. Diese Teilchen können den nominellen Weg zum p-Detektor durch die Magnetöffnung nicht genommen haben, stattdessen aber den Weg durch die Folienöffnung. Dazwischen liegt der e-Detektor. Diese Teilchen treffen von hinten auf den p-Detektor.

4. e-Detektor mit $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$:

Dies sind Events, die auf dem e-Detektor gemessen werden, deren Primärteilchen mit einem ϑ -Richtungswinkel zwischen 0° und 45° gestartet sind. Diese Teilchen können den nominellen Weg zum e-Detektor durch die Folienöffnung nicht genommen haben, stattdessen aber den Weg durch die Magnetöffnung. Dazwischen liegt der p-Detektor. Diese Teilchen treffen von hinten auf den e-Detektor.

Die blauen Punkte in Abbildung 4.8 repräsentieren die Events der Gruppe 1. Wäre das SEPT ein idealer Detektor, wäre nur diese Komponente von 20 keV bis 6,5 MeV als Diagonale zu sehen. In diesem Bereich funktioniert auch das simulierte SEPT nahezu ideal, denn die Mehrheit der Events sammelt sich auf einer Diagonalen an, für die $E_d = E_p$ gilt. Der Anteil an Protonen in diesem Bereich, die nur einen Teil ihrer Energie deponieren und damit falsch interpretiert werden können, ist gering. Unterhalb von etwa 200 keV knickt die Diagonale zu niedrigeren E_d ab, was auf die Totschicht des Detektors zurückzuführen ist. Hier verlieren Protonen < 200 keV einen merklichen Anteil ihrer Energie, bevor sie gemessen werden. Oberhalb von 6,5 MeV Primärenergie können Protonen in einem der Detektoren nicht mehr gestoppt werden, weshalb der Hauptast hier abbricht. Protonen mit höheren Energien, die trotzdem einen validen Treffer auslösen, verlieren entweder Energie in Gehäusematerial, bevor sie gemessen werden, oder es werden Sekundärteilchen erzeugt.

Die grünen Punkte in Abbildung 4.8 repräsentieren die Events der Gruppe 2. Diese Protonen > 400 keV erzeugen valide Treffer auf dem e-Detektor, weil sie oberhalb des Energie-Bereichs liegen, den die Folie herausfiltern kann. Unterhalb von 1 MeV ist der Energieverlust dieser Protonen in der Folie noch so groß, dass $E_d \neq E_p$ gilt. Diese Gruppe ist in realen Messungen zwar störend, aber dem Messprinzip geschuldet und unvermeidbar.

Die Gruppen 3 & 4 werden durch die gelben und roten Punkte in Abbildung 4.8 dargestellt. Diese Protonen erzeugen erst bei höheren Energien wenige valide Treffer. Diese Gruppen müssen aus Protonen bestehen, die eine Bahn des Typs 1 in Abbildung 3.2 durch den Crosstalk-Ring nehmen und auf dem ihrer Richtung abgewandten Detektor gemessen werden, ohne die Anti-koinzidenz auszulösen. Deshalb sind diese Gruppen erst bei höheren Primärenergien außerhalb des Messbereichs vertreten.

In Abbildung 4.9 ist zum Vergleich der gleiche Graph für die Ergebnisse der alten Simulation gezeigt. Die Auswertung und Einteilung in die vier Gruppen ist die gleiche. Die beiden Simulationen zeigen die gleichen Strukturen und stimmen qualitativ überein.

4.2.1. Vergleich der Geometriefaktoren

Erstellt man aus den Daten der zuvor diskutierten Abbildung ein Histogramm der Anzahl der Treffer über der E_p -Achse, erhält man Informationen darüber, für welche Teilchenenergien das Instrument sensitiv ist. Dieses Histogramm lässt sich normalisieren und für jeden Energie-Bin ein Geometriefaktor ausrechnen. Das Resultat für die neue Simulation ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Die rechte y-Achse zeigt die Anzahl der Treffer pro Bin und die linke y-Achse den daraus normalisierten Geometriefaktor pro Bin. Als Fehler ist der $2 \cdot \sigma$ -Bereich angegeben (s. Gl. (4.1)). Der diagonale Hauptast aus Abbildung 4.9 – Protonen, die auf dem nominellen Wege durch die Magnetöffnung gemessen werden – hat zwischen 60 keV und 6,5 MeV im Rahmen der Fehlerbalken einen konstanten Geometriefaktor mit einem Mittelwert und einer statistischen Standardabweichung von:

$$\bar{G}_{p,m} = 0,1774 \text{ cm}^2 \text{ sr}, \quad \sigma_{p,m} = 0,0045 \text{ cm}^2 \text{ sr}.$$

Für Protonen, die durch die Folie gelangen und auf dem e-Detektor gemessen werden, ist der Geometriefaktor zwischen 500 keV und 6,5 MeV im Rahmen der Fehlerbalken konstant mit einem Mittelwert und einer statistischen Standardabweichung von:

$$\bar{G}_{e,f} = 0,1343 \text{ cm}^2 \text{ sr}, \quad \sigma_{e,f} = 0,0029 \text{ cm}^2 \text{ sr}.$$

Diese Werte lassen sich wieder mit theoretisch berechneten, rein geometrischen Werten für die beiden nominellen Aperturen vergleichen. Zur Berechnung dieser kann die Gleichung (2.9) für den Geometriefaktor eines Teleskops aus zwei planaren Detektoren (s. Abb. 2.13) verwendet werden, indem die Magnet- bzw. die Folienöffnung als zweiter Detektor in die Gleichung eingeht. Die Radien der Öffnungen, die den in Abbildung 4.7 grün markierten Bereich an der Folien- und

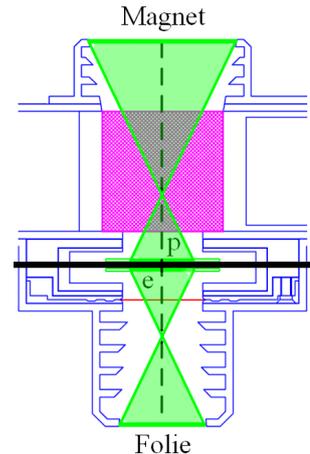


Abbildung 4.7.: SEPT Doppelteleskop mit verdeutlichten Öffnungsbereichen zur Berechnung des theoretischen Geometriefaktors.

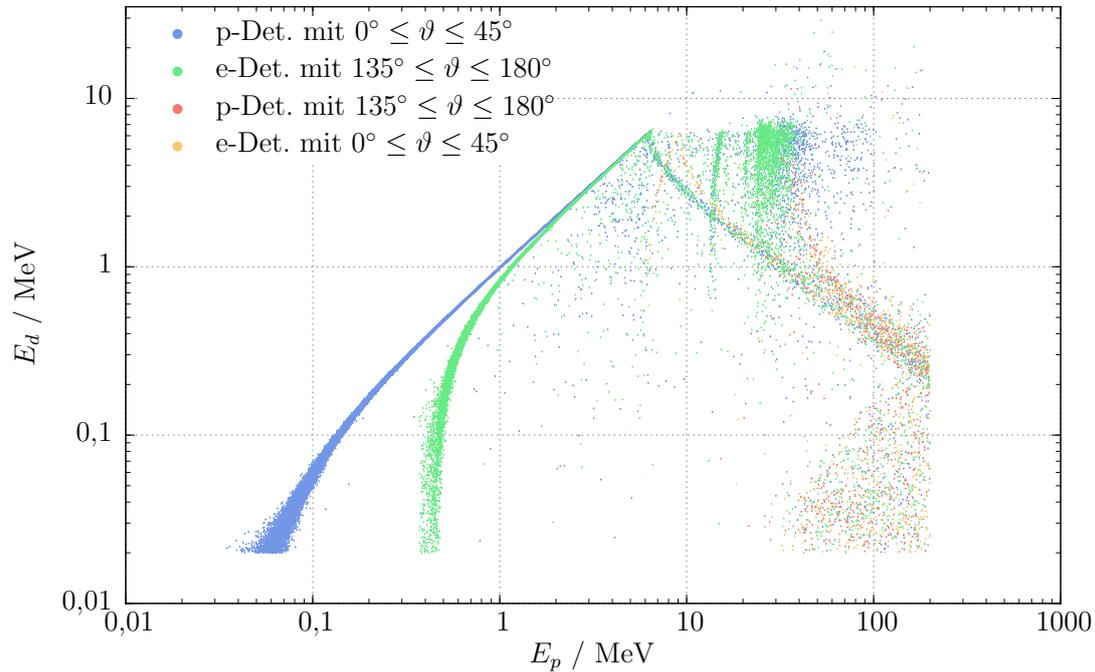


Abbildung 4.8.: Gültige Treffer des Simulationsdurchlaufs mit Protonen von 20 keV bis 200 MeV, aufgetragen mit der Startenergie E_p des Primärteilchens und der im Detektor insgesamt durch dieses Event deponierten Energie E_d .

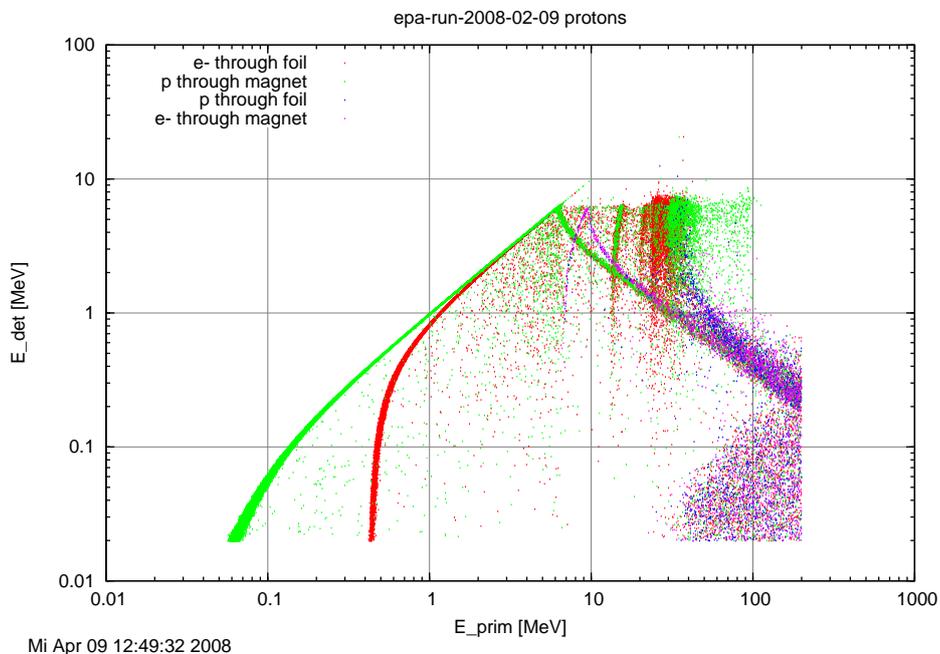


Abbildung 4.9.: Vergleichsplot zu Abb. 4.8 aus früherer Simulation aus dem Jahr 2008 [9]. Die Zusätze „magnet“ und „foil“ entsprechen den Bereichen $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ aus Abb. 4.8. Das Ergebnis dieser alten Simulation konnte reproduziert werden.

Magnetöffnung abschließen, müssen in die Gleichung eingehen. Diese Maße werden direkt dem vorhandenen Modell entnommen. Für die Magnetseite sind die in die Gleichung eingehenden Größen:

Radius der Magnetöffnung: $r_1 = 1,021$ cm,
 Radius des Center-Segments: $r_2 = 0,4107$ cm,
 Abstand p-Detektor \leftrightarrow Magnetöffnung: $l = 2,9290$ cm.

Nach Gleichung (2.9) berechnet sich daraus der Geometriefaktor zu

$$G_{p,m,ber.} = 0,1776 \text{ cm}^2 \text{ sr}.$$

Für die Folienseite sind die in die Gleichung eingehenden Größen:

Radius der Folienöffnung: $r_1 = 0,6210$ cm,
 Radius des Center-Segments: $r_2 = 0,4107$ cm,
 Abstand e-Detektor \leftrightarrow Folienöffnung: $l = 2,0692$ cm.

Damit berechnet sich der Geometriefaktor zu

$$G_{e,f,ber.} = 0,1331 \text{ cm}^2 \text{ sr}.$$

Diese Werte stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Mittelwerten $\overline{G}_{p,m}$ und $\overline{G}_{e,f}$ aus der Simulation überein. In Abbildung 4.10 sind die berechneten Theoriewerte zusätzlich dargestellt und zeigen die Übereinstimmung.

Die spezielle Struktur der Gruppen 1 & 2 ab Energie > 10 MeV in der Abbildung 4.10 soll hier nicht weiter erläutert werden, da sie ein Effekt des eingeschränkten Winkelbereichs ist, wie es sich im nächsten Teil herausstellen soll. Für die Gruppen 3 & 4 liegt der Geometriefaktor im Vergleich zu den anderen Gruppen bei niedrigen Werten, da die Bahn durch den Crosstalk-Ring geometrisch sehr schmal ist und damit auch die Wahrscheinlichkeit gering, dass Teilchen diesen Weg nehmen. Hier fällt auf, dass der Geometriefaktor unabhängig von der Richtung der Teilchen und vom Detektor zu sein scheint.

Abbildung 4.11 zeigt zum Vergleich den gleichen Graphen für die alte Simulation. Die aus diesem Bild rekonstruierten Geometriefaktoren der nominellen Wege (Gruppe 1 & 2) im Messbereich liegen bei $0,1770 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ für den p-Detektor und bei $0,1329 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ für den e-Detektor, was mit $\overline{G}_{p,m}$ und $\overline{G}_{f,m}$ übereinstimmt. Anhand des Vergleichs dieser Abbildungen kann die neue Simulation das frühere Simulationsergebnis qualitativ und im nominellen Messbereich auch quantitativ reproduzieren. Die mittleren Geometriefaktoren des nominellen Messbereichs stimmen im Rahmen der Statistik überein.

Nach diesem Vergleich stellt sich die Frage, wie sensitiv das Instrument zu höheren Primärenergien ist, und vor allem, welchen Effekt Protonen haben, deren ϑ -Richtungswinkel zwischen $45^\circ < \vartheta < 135^\circ$ liegt. Teilchen aus dieser Richtung waren kein Teil der alten Simulation und wurden in der neuen Simulation bisher nicht mit ausgewertet. Dies wird nun nachgeholt. Dafür werden die Events von nun an in der gesamten Arbeit in sechs Gruppen eingeteilt. Anstatt wie zuvor die Gruppen in 45° ϑ -Schritte einzuteilen, werden die Winkelbereiche nun genau an die Öffnungsbereiche der Aperturen angepasst, d. h.:

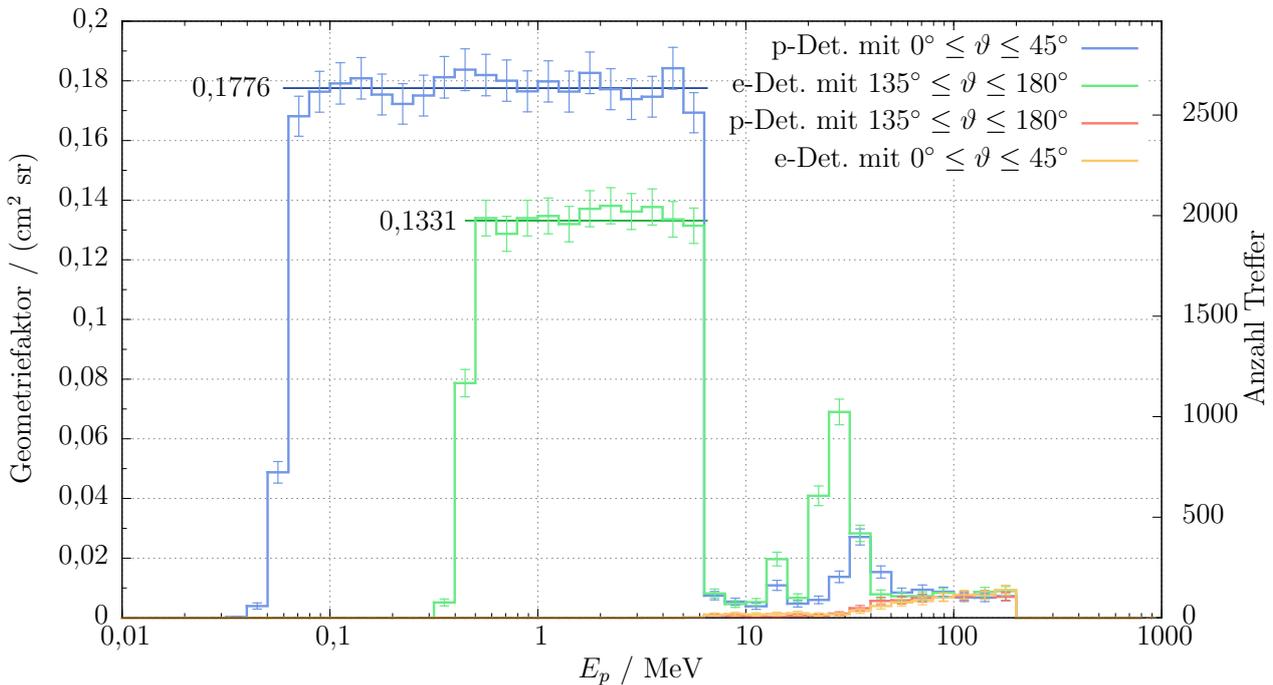


Abbildung 4.10.: Geometriefaktor über der Energie E_p des Primärteilchens für zwei verschiedene ϑ -Winkelbereiche. Die Fehlerbalken markieren die $2 \cdot \sigma$ -Umgebung. Der optimale Winkelbereich der Magnetöffnung des Teleskops ist enthalten in $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und der Winkelbereich der Folienöffnung in $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$. Die theoretisch berechneten geometrischen Geometriefaktoren für die nominelle Messung durch die Aperturen sind markiert bei $0,1667 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ und $0,1331 \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

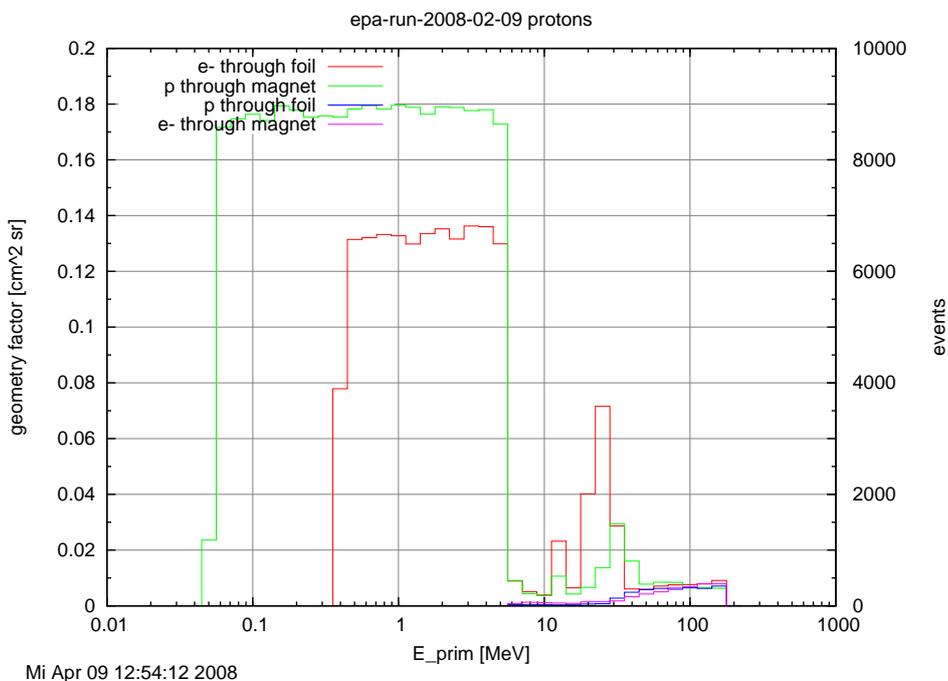


Abbildung 4.11.: Vergleichsplot zu Abb. 4.10 aus früherer Simulation aus dem Jahr 2008 [9]. Die Zusätze „magnet“ und „foil“ entsprechen den Bereichen $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ und $135^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ aus Abb. 4.10. Das Ergebnis dieser alten Simulation konnte reproduziert werden.

1. p-Detektor Magnet:

Valider Treffer auf dem p-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $0^\circ \leq \vartheta \leq 28^\circ$.

2. e-Detektor Folie:

Valider Treffer auf dem e-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $154^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$.

3. p-Detektor Folie:

Valider Treffer auf dem p-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $154^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$.

4. e-Detektor Magnet:

Valider Treffer auf dem e-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $0^\circ \leq \vartheta \leq 28^\circ$.

5. p-Detektor Seite:

Valider Treffer auf dem p-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $28^\circ < \vartheta < 154^\circ$.

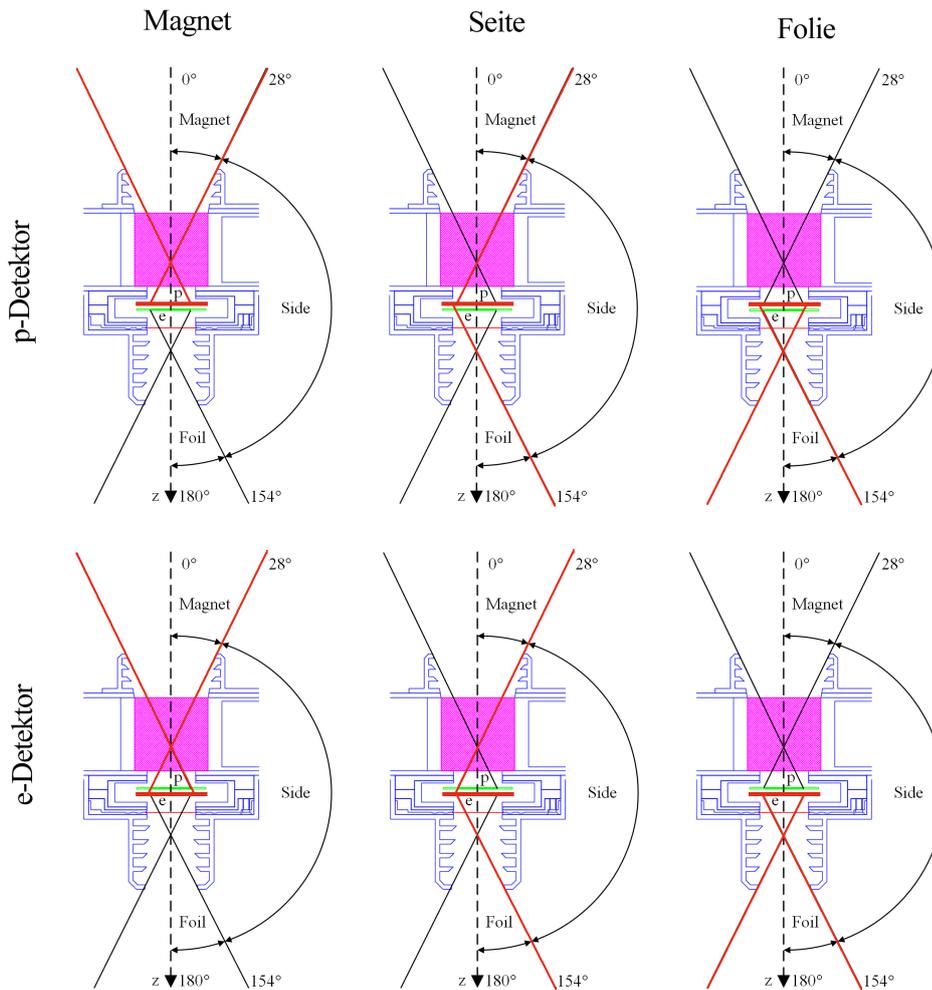
6. e-Detektor Seite:

Valider Treffer auf dem e-Detektor mit ϑ -Richtungswinkel des Primärteilchens zwischen $28^\circ < \vartheta < 154^\circ$.

Diese Aufteilung entspricht den Winkelbereichen in Abbildung 4.6. Die Abbildung 4.12 soll diese Einteilung noch einmal grafisch verdeutlichen. In folgender Tabelle sind die Grenzen der Winkelbereiche der Einteilung kompakt zusammengefasst:

Bereich	ϑ_{\min}	ϑ_{\max}	$\Delta\vartheta$
Magnet	0°	20°	20°
Seite	$> 28^\circ$	$< 154^\circ$	126°
Folie	154°	180°	26°

Abbildung 4.13 zeigt den Geometriefaktor-Plot mit dieser neuen Einteilung der Events. Zunächst ist positiv anzumerken, dass sich der Geometriefaktor für Protonen mit Energien < 10 MeV nicht geändert hat. Teilchen von der Seite geben in diesem Bereich keinen Beitrag. Das bedeutet, dass bei Abwesenheit von Protonen > 10 MeV die alte Simulation trotz Vernachlässigung der Teilchen von der Seite mit der neuen Simulation übereinstimmt. Das ist offensichtlich, da schon die rein geometrischen Faktoren, wie zuvor gezeigt, das Simulationsergebnis in diesem Bereich erklären können. Durch das Anpassen der Winkelbereiche an die Öffnungsbereiche der Aperturen ist die Struktur der nominell gemessenen Protonen (p-Detektor Magnet, e-Detektor Folie) bei Energien > 10 MeV verschwunden. Diese Strukturen waren demnach Protonen, die nicht den nominellen Weg durch die Aperturen genommen haben. In der neuen Auswertung ist diese Struktur größtenteils in den Gruppen der seitlichen Teilchen enthalten. Der Geometriefaktor für Protonen, die zwar den Weg durch die Apertur nehmen können, aber auf dem jeweiligen anderen Detektor gemessen werden, ist ebenfalls unverändert, da der Weg durch den Crosstalk-Ring in den nominellen Winkelbereichen liegt.

**Abbildung 4.12:**

Diese Tabelle soll die zur Auswertung der Simulationsergebnisse verwendeten Gruppen verdeutlichen. Für jede Gruppe ist der zugehörige Detektor und Winkelbereich rot markiert. Die Winkelbereiche beziehen sich auf den Richtungswinkel der ankommenden Teilchen.

Ab Primärenergien > 10 MeV ist nun der Beitrag von Protonen von der Seite zu sehen. Er steigt sehr schnell an und erreicht Geometriefaktoren, die im Wertebereich der Geometriefaktoren der nominellen Wege liegen. Für Protonen > 10 MeV ist das Teleskop für Teilchen von der Seite damit fast genauso sensitiv wie für Teilchen, die nominell gemessen werden. Die deponierten Energien dieser Protonen können nicht ihrer Primärenergie entsprechen, da sie nicht verlustfrei von der Seite in das Detektorsystem gelangen können. Da für Teilchen von der Seite außerdem keine Trennung nach Teilchenart geschehen kann, ist der Geometriefaktor ab > 50 MeV für p-Detektor und e-Detektor fast gleich. Für Protonen zwischen 10 MeV und 50 MeV ist der e-Detektor sensitiver als der p-Detektor, was auf die Asymmetrie des Modells um $\vartheta = 90^\circ$ zurückgeführt werden kann.

Die neue Simulation zeigt, dass bei Abwesenheit von Protonen > 10 MeV das SEPT wie erwartet funktioniert. Treffen Protonen mit Energien > 10 MeV seitlich auf das Instrument, können diese in beiden Detektoren eines Teleskops gemessen werden und die Messung verfälschen. Die Sensitivität des Instruments für diese Protonen ist vergleichbar mit der Sensitivität für Protonen im optimalen Energiebereich, die auf nominellem Weg durch die Aperturen gemessen werden.

Im nächsten Teil wird genauer untersucht, aus welchen Richtungen Teilchen von der Seite gemessen werden. Danach wird die Simulation zu höheren Energien erweitert.

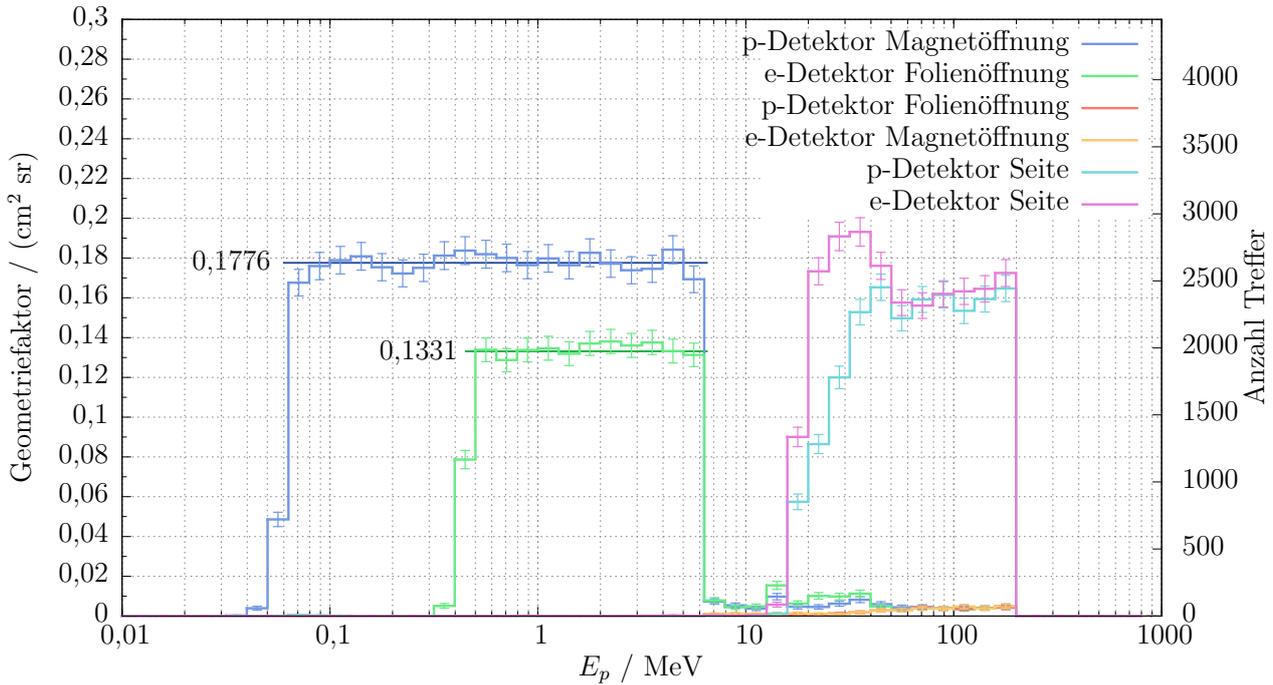


Abbildung 4.13.: Geometriefaktor über der Energie E_p des Primärteilchens für drei ϑ -Winkelbereiche, aufgetragen mit $2 \cdot \sigma$ -Umgebung. Die Bereiche „Magnetöffnung“ und „Folienöffnung“ entsprechen den optimalen, materie-freien ϑ -Winkelbereichen der jeweiligen Öffnung. Der Winkelbereich „Seite“ liegt dazwischen. Hier hat das Teleskop keine Öffnung und die detektierten Teilchen mussten Materie passieren, um gemessen zu werden. Dieser Teil wurde in der alten Simulation (s. Abb. 4.11) nicht beachtet.

4.3. Ansprechverhalten der Detektoren auf Teilchen von der Seite

Nachdem zuvor festgestellt wurde, dass der Einfluss von Teilchen, die seitlich in das Detektorsystem gelangen und valide Treffer erzeugen, in früheren Simulationen unterschätzt wurde, stellt sich die Frage, wie die Teilchen trotz Antikoinzidenz gemessen werden können. In Teil 3.2 wurde bereits diskutiert, dass Teilchen durch die 1 mm große Lücke zwischen den Detektoren eines Teleskops (Bahnen des Typs 2 in Abb. 4.14) in das System gelangen könnten und nicht verwertbare Messungen erzeugen. In diesem Teil wird der geometrische Ansprechbereich des Systems für diese Bahnen und ganz allgemein für gerade Teilchenbahnen an der Antikoinzidenz vorbei bestimmt. Dazu wird die in Teil 4.1.3 beschriebene Geantino-Simulation, die zur Bestimmung der geometrischen Geometriefaktoren der SEPT-Detektor-Segmente verwendet wurde, genauer untersucht. Anstatt die Treffer pro Segment zu zählen, wird nun die Antikoinzidenz-Auswertung auf die Geantino-Simulation angewandt. Damit werden nur noch Treffer gezählt, die das Center-

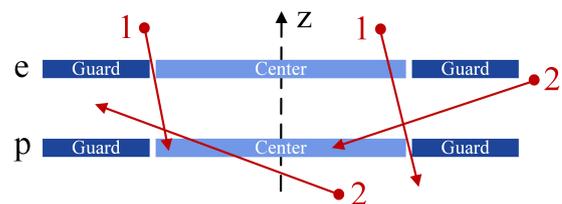


Abbildung 4.14.: Skizze der Detektoren eines Teleskops von der Seite. Das Center-Segment ist mit halbem Radius skizziert.

Segment einer der beiden Detektoren treffen, ohne die anderen Segmente zu treffen.

In Abbildung 4.16 sind die Treffer auf beiden Detektoren zusammen über dem Richtungswinkel ϑ der Geantinos als Histogramm aufgetragen. Zwischen ca. 60° und 120° ist eine um 90° symmetrische Verteilung mit zwei Maxima bei 80° und 100° zu erkennen. Bei 90° werden keine Treffer gezählt und die Verteilung fällt auf null. Dies passt gut mit Teilchenbahnen des Typs 2 zusammen, die durch die Lücke zwischen den Detektoren verlaufen. Man kann sich dies verdeutlichen, indem man den Detektor aus der Richtung der Teilchen betrachtet.

Für $\vartheta = 90^\circ$ können Geantinos das Center-Segment nur von der $300\ \mu\text{m}$ dicken Seite treffen, da die effektive Fläche der Ober- und Unterseite des Segments von 90° betrachtet null ist. Von 90° treffen die Geantinos jedoch unweigerlich auch den Guard-Ring. Daher ist die Verteilung bei 90° null. Zu 80° und 100° hin können Geantinos am Guard-Ring vorbeifliegen und auf dem Center-Segment gemessen werden. Die Verteilung steigt an, da die effektive Fläche des Center-Segments von 90° aus zu 0° und 180° hin ansteigt. Ab 80° und 100° fängt jedoch der Guard-Ring an, das Center-Segment aus der Sicht der Teilchen zu bedecken und damit die effektive Fläche zu verkleinern. Unterhalb von ca. 60° und oberhalb von ca. 120° kommen die Geantinos nicht mehr an den Guard-Ringen vorbei.

Insgesamt ist die Verteilung etwa 60° breit. Der „Öffnungswinkel“ α , unter dem Geantinos durch die Lücke zwischen den Detektoren auf die Center-Segmente gelangen können, lässt sich aus den Maßen des Detektorsystems berechnen. Abbildung 4.15 skizziert die nötigen Größen. Die Breite des Guard-Rings entspricht exakt dem im Modell verwendeten Wert. Der Winkel α berechnet sich über einfache Geometrie zu

$$\alpha = 2 \cdot \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}\right) = 59,02^\circ$$

und stimmt mit der Breite der Verteilung überein.

Die Verteilung im grün markierten Bereich in der Abbildung 4.16 stellt die geometrische Sensitivität des Detektorsystems (unter Vernachlässigung der umgebenden Materie) für Teilchen von der Seite dar. Insgesamt überdeckt sie von 60° bis 120° ein Drittel der ϑ -Achse. Wäre der Abstand zwischen den Detektoren deutlich kleiner, wäre auch dieser Bereich deutlich kleiner. Der untere Graph in der Abbildung 4.16 ist mit einer kleineren y-Achsenkalierung gezeichnet, um die Verteilung in den Randbereichen hervorzuheben. Diese Verteilung können nur noch Geantinos sein, die eine Bahn durch den Crosstalk-Ring nehmen (s. Abb. 4.14). Auch diese Verteilung ist um 90° symmetrisch und hat Maxima zwischen 5° und 15° sowie 165° und 175° . Betrachtet man die Abbildung 4.14, scheint es auf den ersten Blick nicht möglich, mit Winkeln bis 60° den Crosstalk-Ring kontaktfrei zu passieren. Erst wenn man die dritte Dimension in die Überlegung mit einbezieht, erkennt man, dass Teilchen auch seitlich unter flachen Winkeln den Crosstalk-Ring passieren könnten.

Die gezeigte Verteilung stellt insgesamt die geometrische Sensitivität der Detektoranordnung für durchdringende Teilchen dar, die die Antikoinzidenz nicht auslösen. Diese lässt sich mit den geometrischen Geometriefaktoren der nominellen Öffnungen vergleichen. In Tabelle 4.3 sind für die drei Winkelbereiche in Abbildung 4.16 die Geometriefaktoren ausgerechnet. Der rein geometrische Faktor für Teilchen, die seitlich (Bahn Typ 2) durch die Lücke in das System gelangen,

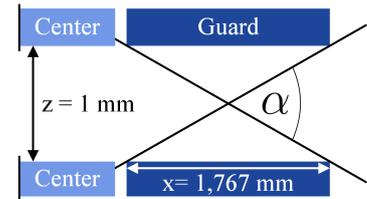


Abbildung 4.15.: Skizze zur Berechnung des Öffnungswinkels α der Lücke zwischen den Detektoren.

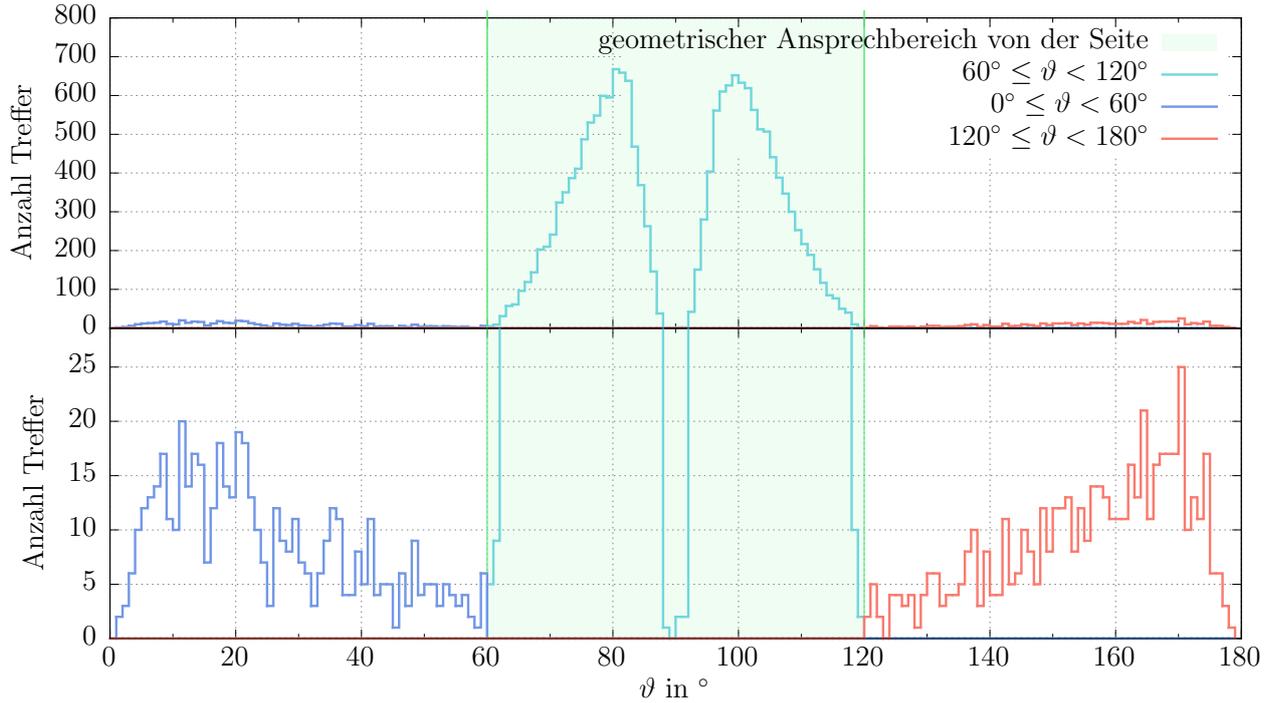


Abbildung 4.16.: Histogramm über die Anzahl detektierter Geantinos in Bezug auf deren Richtungswinkel ϑ . Die Center-Segmente der Detektoren wurden dazu wie im normalen Messbetrieb in Antikoinzidenz zu allen anderen Segmenten ausgewertet. Im unteren Graphen umfasst die y-Achse nur 1/35 des Bereichs der oberen y-Achse. Die grün gefärbte Umgebung markiert den geometrischen Ansprechbereich für Teilchen, die von der Seite in das Detektorsystem gelangen. Das blaue und rote Histogramm umfasst Teilchen, die durch den Crosstalk-Ring in das Detektorsystem gelangen.

berechnet sich zu $G_{\text{Seite}} = 0,2917 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ und ist damit größer als die rein geometrischen Faktoren der nominellen Öffnungen $G_{e,f,\text{ber.}}$ und $G_{e,f,\text{ber.}}$ (berechnet in Teil 4.2.1). Die Faktoren für die anderen beiden Bereiche – für Teilchen, die den Crosstalk-Ring passieren – addieren sich zu $G_{\text{Crosstalk}} = 0,017 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Im Gegensatz zu den geometrischen Faktoren der nominellen Öffnungen sind diese Werte nicht direkt mit Simulationsergebnissen realer Teilchen vergleichbar, da für reale Teilchen die seitliche Materieabdeckung durch das Detektorgehäuse einen Einfluss auf den physikalischen Geometriefaktor hat. Einerseits kann die Abschirmwirkung des Gehäuses die Sensitivität für Teilchen niedriger Energien verringern, andererseits können höher energetische Teilchen Sekundärteilchen produzieren, die valide Treffer erzeugen, und damit die Sensitivität erhöhen.

In dieser Geantino-Simulation wird deutlich, dass die geometrische Sensitivität des Detektor-

Tabelle 4.3.: Aus der Geantino-Simulation des SEPT berechnete Geometriefaktoren für die drei in Abbildung 4.16 gezeigten Winkelbereiche.

Bereich	Treffer	$G/(\text{cm}^2 \text{ sr})$	$\sigma/(\text{cm}^2 \text{ sr})$
$0^\circ \leq \vartheta < 60^\circ$	500	0,0083	0,0004
$60^\circ \leq \vartheta < 120^\circ$	17490	0,2917	0,0022
$120^\circ \leq \vartheta < 180^\circ$	519	0,0087	0,0004

systems für Teilchen, die seitlich durch die Lücke zwischen den Detektoren in das System gelangen, den größten Anteil der seitlichen ungewollten Effekte ausmacht. Um dies zu bestätigen, wird im nächsten Teil der Energiebereich der Protonen-Simulation erweitert und betrachtet, wie sich die ϑ -Verteilung der validen Treffer für Protonen unter Einbeziehung physikalischer Prozesse verhält.

4.4. Simulation: Vorhandenes Modell, Protonen, 20 keV - 20 GeV

Nachdem sich in Teil 4.2 der Einfluss durch Teilchen von der Seite mit Energien > 10 MeV als signifikant herausgestellt hat, wird nun die Simulation zu höheren Energien (20 GeV) erweitert. Die anderen Simulationsparameter bleiben gleich:

Modell	Teilchenart	Quellen-Radius	Anzahl Teilchen	E_{\min}	E_{\max}
Einfaches Teleskop	Protonen	$r_Q = 65$ mm	$N = 10^9$	20 keV	20 GeV

Da die Anzahl der generierten Teilchen nicht geändert, aber das Spektrum bis 20 GeV erweitert wird, ist mit einer schlechteren Statistik zu rechnen. Abbildung 4.17 zeigt alle Events mit der deponierten Energie E_d über der Primärenergie E_p aufgetragen (vgl. Abb. 4.9). Neben den bereits diskutierten Teilchengruppen sind hier nun die Teilchen von der Seite ab 10 MeV stark vertreten. Die beiden Gruppen für den p-Detektor und e-Detektor für Teilchen von der Seite sind außerdem nahezu identisch und überdecken sich. Ab ca. 2 GeV bis zur Simulationsobergrenze von 20 GeV ist die Verteilung auf der E_d -Achse unveränderlich. Während die Teilchen von der Seite zwischen 10 MeV und 60 MeV überwiegend valide Treffer mit deponierten Energien > 2 MeV erzeugen und damit alle im letzten Energie-Bin #31 gemessen werden, können Teilchen von der Seite mit Primärenergien > 60 MeV über einen breiten Bereich Energien deponieren, die im gesamten Messbereich des SEPT liegen. Sind Protonen > 60 MeV vorhanden, sind demnach die Messdaten aller Energie-Bins durch Teilchen von der Seite betroffen. In Abbildung 4.18 ist wieder der Geometriefaktor über E_p zu sehen. Die Sensitivität des Teleskops für Protonen von der Seite steigt im Vergleich mit 4.13 zu höheren Primärenergien sogar noch an, erreicht jedoch nicht den theoretischen geometrischen Wert von $G_{\text{Seite}} = 0,2917$ cm² sr. Der Geometriefaktor für die Protonen, die durch den Crosstalk-Ring auf dem ihrer Richtung abgewandten Detektor gemessen werden (p-Detektor Folie & e-Detektor Magnet), bleibt dagegen zu höheren Energien stabil auf einem niedrigen Niveau. Von 1 GeV – 20 GeV liegt der Mittelwert des Faktors der beiden Gruppen addiert bei 0,0147 cm² sr mit Standardabweichung 0,0014 cm² sr und ist damit etwas niedriger als der geometrische Faktor von $G_{\text{Crosstalk}} = 0,017$ cm² sr. Diese Diskrepanz war zu erwarten, da die rein geometrische Betrachtung für diese Gruppen nicht ausreicht.

Abbildung 4.19 links zeigt das Histogramm der Daten in Abbildung 4.18 über der E_d -Achse und zeigt damit in Abhängigkeit der sechs Gruppen die Häufigkeit bestimmter Energiedepositionen. Das rechte Histogramm teilt die deponierten Energien in die Energie-Bins des SEPT ein. Alle deponierten Energien $> 2,2$ MeV landen im rechten Histogramm im letzten Bin #31, das deshalb eine sehr hohe Trefferanzahl erhält. Der erste Bin #0 ist hier zwar gezeigt, wegen seiner unbekannteren unteren Grenze kann er jedoch nicht normalisiert werden. Außerdem sind die realen Messdaten der Bins #0 und #1 aus anderen Gründen nicht verwendbar.

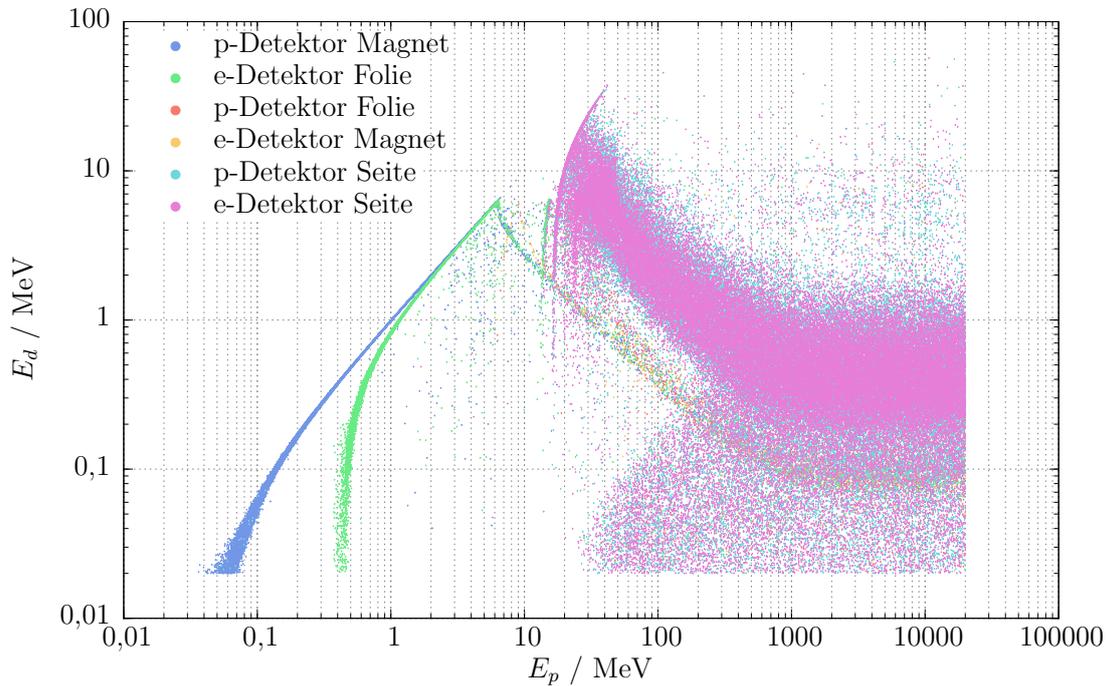


Abbildung 4.17.: Gültige Treffer des Simulationsdurchlaufs (vorhandenes Modell, Protonen, 20 keV – 20 GeV), aufgetragen mit der Startenergie E_p des Primärteilchens und der im Detektor insgesamt durch dieses Event deponierten Energie E_d .

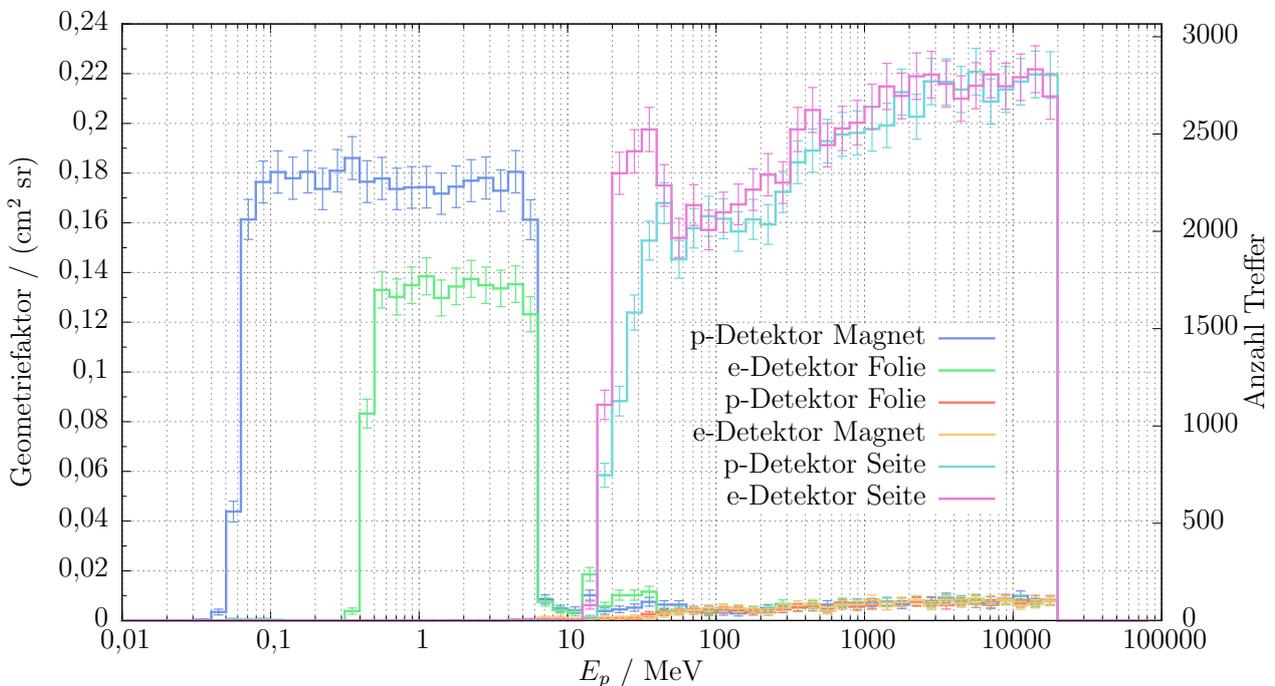


Abbildung 4.18.: Geometriefaktoren über der Energie E_p des Primärteilchens für einen Simulationsdurchlauf mit Protonen von 20 keV bis 20 GeV. Im nominellen Messbereich bis 6,5 MeV können Teilchen, die von der Seite in das Detektorsystem gelangen, keinen gültigen Treffer auslösen. Mit Energien > 10 MeV dominieren diese Teilchen den Geometriefaktor.

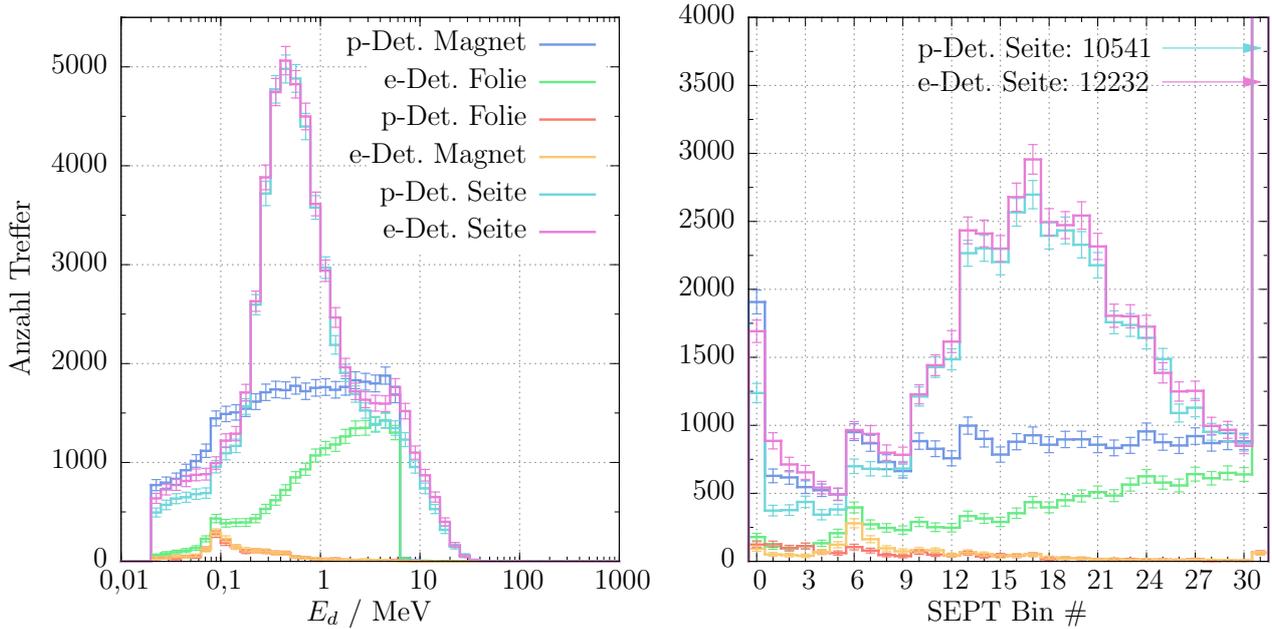


Abbildung 4.19.: Histogramme über die Anzahl detektierter Teilchen in Bezug auf die im Detektor deponierte Energie. **Links:** Treffer pro Bin mit logarithmischer Bin-Breite auf logarithmischer E_d -Achse. **Rechts:** Treffer pro SEPT-Energie-Bin. Ab Bin #10 dominieren in diesem Simulationsdurchlauf die Teilchen, die von der Seite in das Detektorsystem gelangen.

Mit dem simulierten Spektrum E^{-1} ergibt sich aus der Abbildung, dass ab Bin #10 (p-Detektor: 192,6 keV, e-Detektor: 165 keV) Beiträge von seitlichen Teilchen die Anzahl der Treffer dominieren und im Maximum bei Bin #17 der Beitrag im p-Detektor um den Faktor 2,9 größer ist als der nominelle Beitrag und im e-Detektor um einen Faktor 6,7. Da die Beiträge von der Seite erst bei Protonen > 10 MeV auftreten, ist dieses Ergebnis abhängig vom Spektrum E^{-1} , welches für solare Events ein unrealistisch hartes Spektrum ist. Sind weniger hochenergetische Protonen vorhanden, ist der seitliche Beitrag geringer. Der Beitrag der Teilchen, die auf dem ihrer Richtung abgewandten Detektor gemessen werden, ist wieder einmal gering und zeigt sich etwas stärker in den unteren Bins.

Als letztes wird für diesen Simulationsdurchlauf die ϑ -Verteilung der validen Treffer untersucht. Die Abbildung 4.20 zeigt über dem ϑ -Richtungswinkel der Primärteilchen aufgetragen:

- Unten:** alle valide getroffenen Events mit ihrer deponierten Energie E_d ,
- Mitte:** alle valide getroffenen Events mit ihrer Primärenergie E_p ,
- Oben:** das dazugehörige Histogramm über den ϑ -Winkel.

Das Histogramm über die E_p -Achse im mittleren Graphen entspricht der Abbildung 4.18 und das Histogramm über die E_d -Achse im unteren Graphen der Abbildung 4.19. Betrachtet man zunächst die nominell gemessenen Protonen (p-Detektor Magnet & e-Detektor Folie) im optimalen Messbereich von 60 keV – 6,5 MeV, so liegen die Richtungswinkel der Mehrheit dieser Events in den Öffnungsbereichen der Aperturen (Magnet: 0° bis 28° , Folie: 154° bis 180°). Die resultierenden Verteilungen im oberen Histogramm entsprechen der Erwartung. Die Sensitivität des p-Detektors für Protonen, die durch die Magnetöffnung gelangen, hat ein Maximum bei 14° . Auf der Folienseite liegt das Maximum bei 166° .

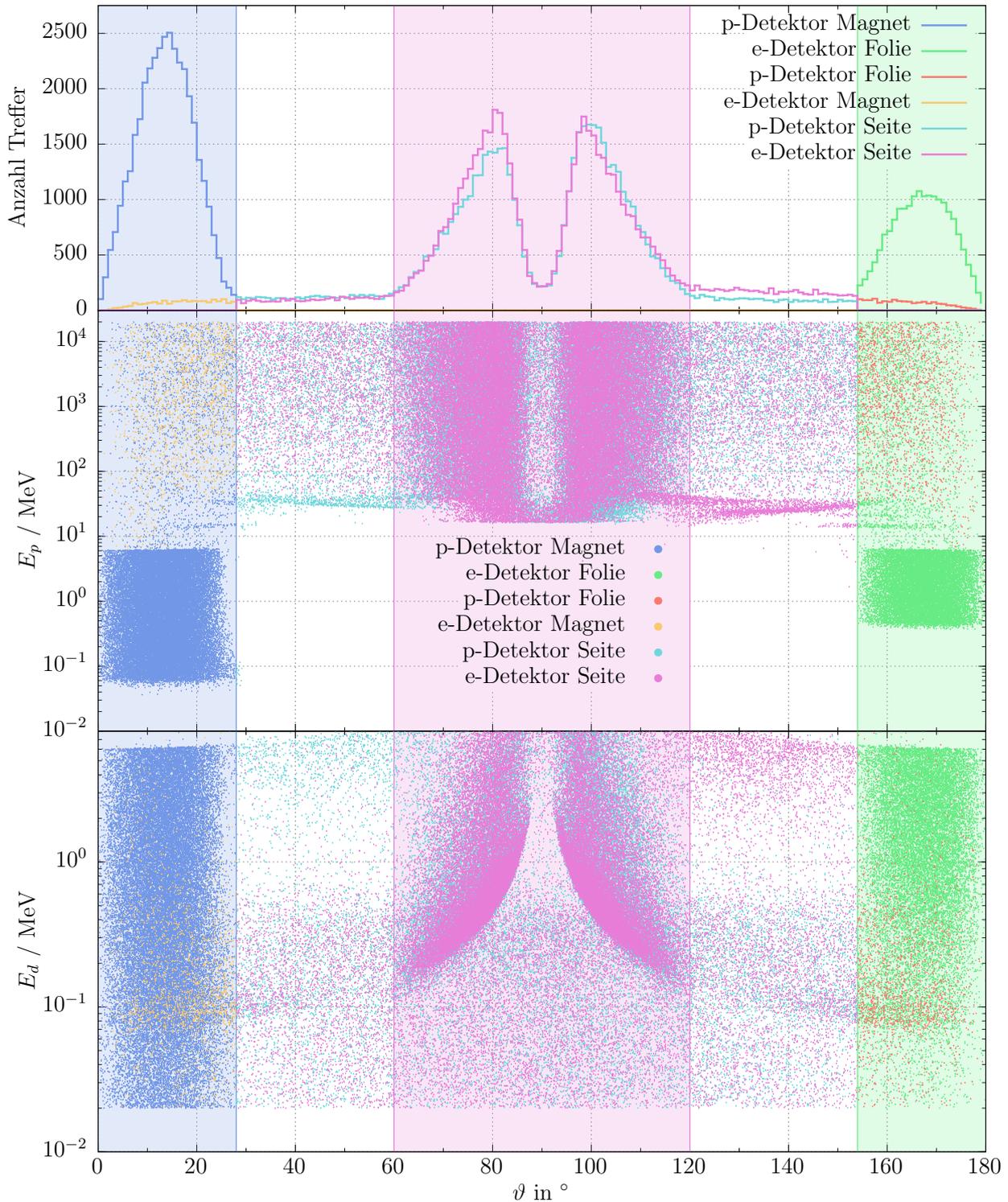


Abbildung 4.20.: **Oben:** Histogramm über die Anzahl detektierter Teilchen in Bezug auf ihren ϑ -Winkel. Die blaue bzw. die grüne Umgebung markiert den optimalen Winkelbereich der Magnet- bzw. der Folienöffnung. Die pinke Umgebung markiert den aus Abb. 4.16 bestimmten Ansprechbereich des Detektorsystems für Teilchen von der Seite. **Mitte:** Gültige Treffer des Simulationsdurchlaufs, aufgetragen mit dem ϑ -Winkel des Primärteilchens über der Startenergie E_p des Primärteilchens. **Unten:** Gültige Treffer, aufgetragen über der im Detektor deponierten Energie E_d .

Die Events seitlich ankommender Teilchen ordnen sich im unteren Graphen zwischen 60° und 120° auf zwei um 90° symmetrischen, gekrümmten Ästen an. Näher an 90° sind höhere Energiedepositionen dieser Teilchen in beiden Detektoren häufiger. Die Verteilung im oberen Histogramm dieser Events gleicht der Verteilung der Geantinos in Abbildung 4.16. Dies müssen Protonen sein, die durch die Lücke zwischen den Detektoren in das System gelangen und schräg auf die Detektoren treffen. Dafür spricht auch die oben erwähnte Anordnung der Energiedepositionen seitlicher Teilchen, denn von 90° ausgehend nimmt die Weglänge, die Teilchen auf einer geraden Bahn durch die Detektoren zurücklegen können, ab und damit auch die minimal mögliche deponierte Energie. Im Gegensatz zur Geantino-Simulation zeigt das obere Histogramm im seitlichen Bereich einen höheren Untergrund sowie eine nicht verschwindende Anzahl getroffener Teilchen bei 90° . Hier spielen Richtungsänderungen durch Streuung oder erzeugte Sekundärteilchen eine wichtige Rolle. Entfernt man Events aus der Auswertung, in denen Sekundärteilchen erzeugt werden (überwiegend Elektronen), werden deutlich weniger valide Treffer von Primärprotonen > 60 MeV ausgelöst. Von Sekundär- oder gestreuten Teilchen entsprechen die ϑ -Winkel nicht mehr dem Richtungswinkel des Primärteilchens.

Die Verteilung der Events über den Winkel φ wird hier nicht gezeigt. Die getroffenen Events sind mit dem φ -Winkel nahezu gleich verteilt, da das vorhandene Modell nahezu symmetrisch um die z-Achse ist. Eine minimale Abweichung kommt dadurch zustande, dass der Raum, in dem das Magnetfeld wirkt, nicht zylindrisch ist (s. Abb. 4.1). Diese ist hier aber vernachlässigbar.

4.4.1. Response-Matrix

Im letzten Schritt der Auswertung dieser Simulation wird eine Response-Matrix des einfachen Modells des SEPT für Protonen kompiliert. Sie ergibt sich als normalisiertes 2D-Histogramm der Abbildung 4.17 mit den SEPT-Energie-Bins auf der y-Achse. Das Resultat ist in Abbildung 4.21 gezeigt: Oben die Response-Matrix des p-Detektors für Protonen und unten die Response-Matrix des e-Detektors für Protonen. Die Matrix wurde mit 20 Bins pro Dekade auf der E_p -Achse kompiliert. Im nominellen Messbereich ist die Matrix des p-Detektors in guter Näherung eine Diagonalmatrix (es gilt $E_d = E_p$). Ab 60 MeV ist der Beitrag durch seitliche Teilchen in allen Energie-Bins relevant. Diese Matrix kann nun zur Berechnung theoretischer Zählraten des Instruments für ein isotropes Protonenspektrum im simulierten Energiebereich verwendet werden.

4.4.2. Anmerkung zum Simulationsergebnis

In dieser Simulation wurde der Beitrag seitlich auf das vorhandene SEPT-Modell auftreffender Protonen bis 20 GeV genauer untersucht. Im vorhandenen Modell reicht die seitliche Abschirmung der Detektoren durch Gehäusematerial nicht aus, um Protonen > 10 MeV daran zu hindern, eine Bahn durch die Lücke zwischen den Detektoren zu nehmen und valide Treffer in allen Energie-Bins zu erzeugen. Die Produktion von Sekundärteilchen spielt dabei eine wichtige Rolle. Der Beitrag seitlicher Teilchen ist groß, daher ist es wichtig, das SEPT für die Simulation seitlich detailliert zu modellieren. Das vorhandene Modell, welches nur eines der beiden doppelseitigen Teleskope darstellt, ist seitlich nur bedingt gut modelliert. Im nächsten Schritt wird daher das Modell des SEPT erweitert und es werden die dadurch entstehenden Änderungen im Simulationsergebnis untersucht.

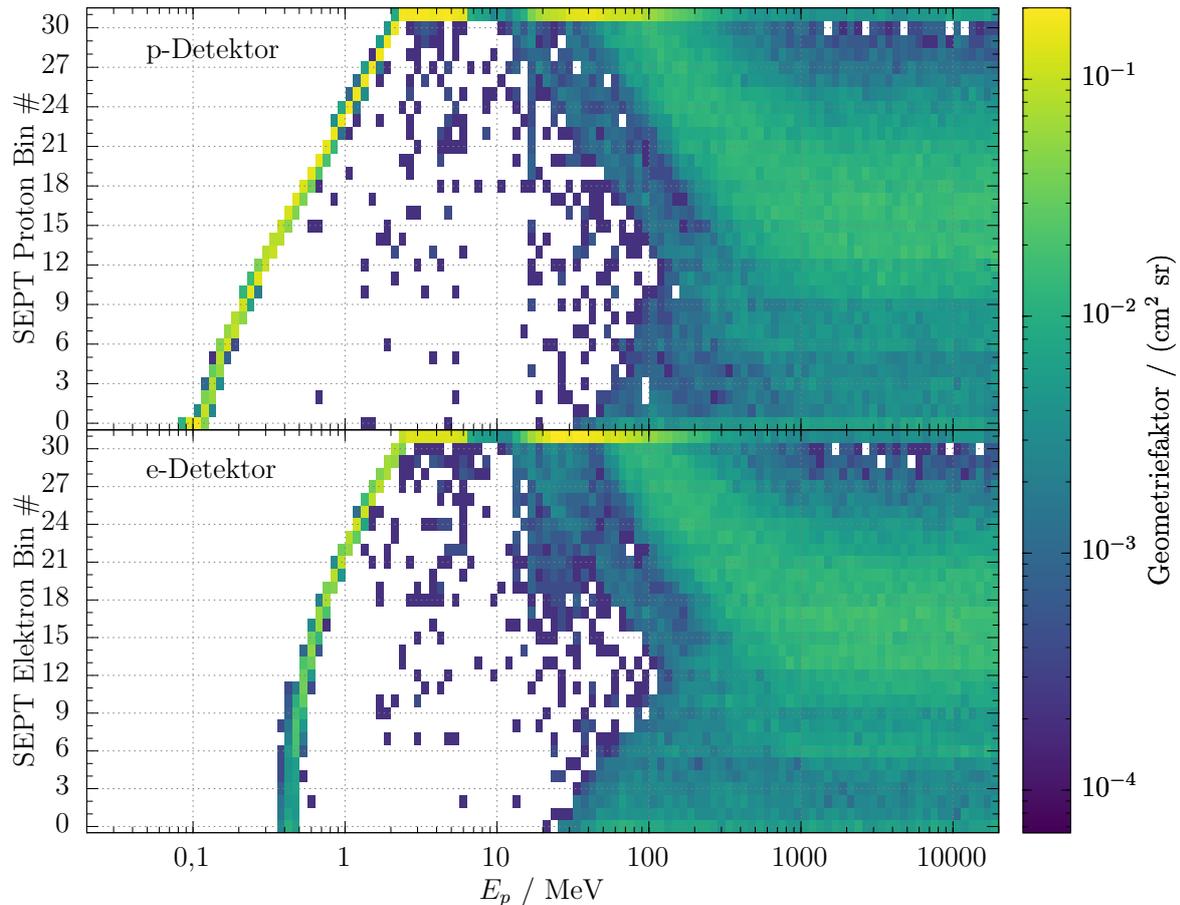


Abbildung 4.21.: SEPT Geometriefaktor-Matrix für Protonen im p-Detektor (oben) und e-Detektor (unten). Der Geometriefaktor ist farblich kodiert aufgetragen über der Startenergie E_p der Primärprotonen auf der x-Achse und der Nummer des SEPT-Energie-Bins, in dem das Event gemessen wird, auf der y-Achse.

4.5. Simulation: Protonen, 20 keV - 20 GeV, erweitertes Modell mit Gehäuse

In diesem Teil wird nun das vorhandene SEPT-Modell erweitert, um das reale Instrument seitlich besser darstellen zu können, und das Simulationsergebnis in Auszügen gezeigt.

4.5.1. Erweiterung des Modells

Der erste Schritt ist, die beiden doppelseitigen Teleskope eines SEPT-Instruments gleichzeitig zu simulieren. Dazu wird das Modell dupliziert und um 180° um die y-Achse rotiert an der korrekten Stelle neben dem ersten Modell platziert. Während so das erste Teleskop #1 an seiner Position im Koordinatensystem der Simulation verbleibt, sind die ϑ -Winkelbereiche, die zur Einteilung des Simulationsergebnisses in sechs Gruppen verwendet werden, für das duplizierte zweite Teleskope #2 um $\vartheta = 90^\circ$ gespiegelt. Im zweiten Schritt wird das Gehäuse, das die beiden Teleskope verbindet und das Magnetsystem enthält, um die Teleskope herum modelliert. Das erweiterte Modell ist in Abbildung 4.22 perspektivisch in zwei verschiedenen Ansichten gezeigt.

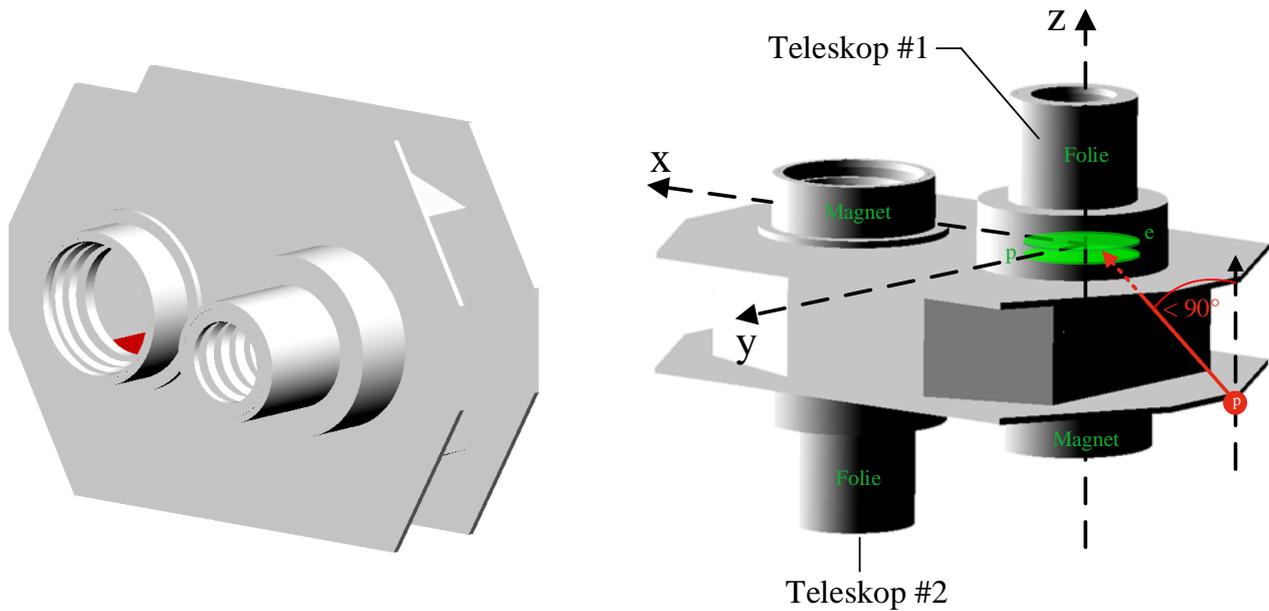


Abbildung 4.22.: Perspektivische Ansichten des erweiterten SEPT-Modells. Es werden nun beide Teleskope gleichzeitig simuliert. Das Teleskop #1 ist genauso positioniert wie zuvor das einfache Teleskop. Rechts ist gezeigt, dass für Teilchen mit Richtungswinkel $\vartheta < 90^\circ$ im erweiterten Modell nun mehr Materie auf dem Weg zum Detektor liegt.

Es ist aus der Sicht der Teleskope symmetrisch. Deshalb können die Simulationsergebnisse beider Teleskope zusammen ausgewertet werden.

4.5.2. Simulationsergebnis

Das erweiterte Modell wird wieder mit Protonen simuliert. Die Simulationsparameter sind:

Modell	Teilchenart	Quellen-Radius	Anzahl Teilchen	E_{\min}	E_{\max}
Erweitertes Modell	Protonen	$r_Q = 90 \text{ mm}$	$N = 10^9$	20 keV	20 GeV

Der Radius der Teilchenquelle muss für das erweiterte Modell auf 90 mm vergrößert werden, damit es auch komplett in die kugelförmige Quelle hineinpasst. Dies verschlechtert bei gleichbleibender Anzahl generierter Events die Statistik.

In Abbildung 4.23 ist der Geometriefaktor über der Primärenergie E_p gezeigt. Die Treffer in den Teleskopen #1 und #2 des Modells wurden für den p- und e-Detektor zusammengefasst. Die Winkelbereiche, die für die Zuordnung der getroffenen Events in sechs Gruppen genutzt werden, wurden wie oben erwähnt für das Teleskop #2 an Teleskop #1 angepasst. Dadurch ist die Statistik der Simulation insgesamt trotz größerer Teilchenquelle besser als zuvor. Zum Vergleich ist das Ergebnis der Simulation mit dem einfachen Modell (s. Abb. 4.18) in dunklen Farben mit eingezeichnet. Die Geometriefaktoren für den nominellen Messbereich (p-Detektor Magnet & e-Detektor Folie) sind unverändert und zeigen nur statistische Unterschiede. Ebenfalls unverändert ist der niedrige Geometriefaktor für Protonen $> 10 \text{ MeV}$ aus dem nominellen Winkelbereich. Hier ist auch keine Veränderung zu erwarten. Für seitlich ankommende Protonen zeigen sich einige Unterscheide von 10 MeV bis ca. 100 MeV und am oberen Ende der simu-

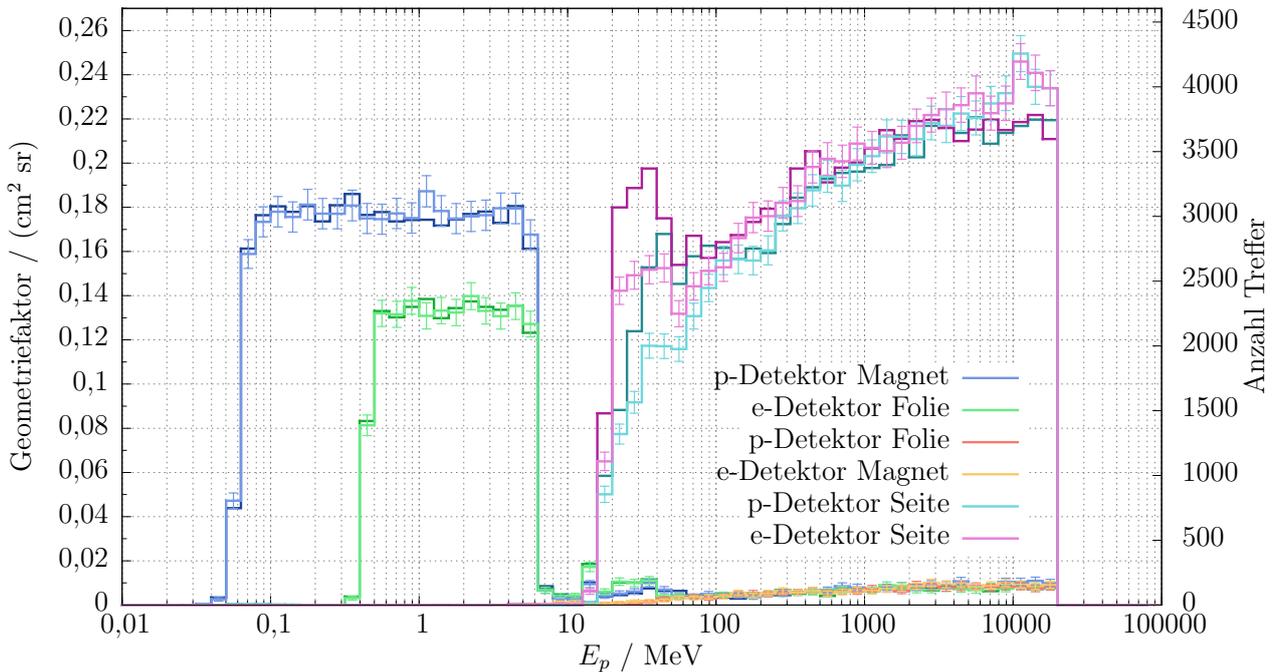


Abbildung 4.23.: Geometriefaktoren über der Energie E_p des Primärteilchens für den Simulationsdurchlauf mit Protonen von 20 keV bis 20 GeV und dem erweiterten Modell. Die Treffer der beiden Teleskope wurden aufgrund der Symmetrie des Modells zusammen ausgewertet. Zum Vergleich ist in dunklen Farben das Ergebnis des einfachen Modells aus Abbildung 4.18 mit aufgetragen, für das nur die linke y-Achse gilt.

lierten Energie. Während sich im unteren genannten Bereich die Geometriefaktoren durch das erweiterte Modell verringert haben, sind sie am oberen Ende leicht angestiegen.

Woher dieser Unterschied kommt, verrät die Abbildung 4.24, die das Simulationsergebnis des Teleskops #1 einzeln zeigt. Im oberen Histogramm ist die ϑ -Verteilungen der nominellen Messwege wie zu erwarten unverändert. Für seitliche Teilchen ist jedoch das linke Maximum unterhalb von 90° im Verhältnis zum rechten Maximum oberhalb von 90° für den p- und e-Detektor etwas niedriger und damit nicht mehr ganz symmetrisch. In mittleren Graphen sind zwischen 10 MeV und 100 MeV in diesem ϑ -Bereich etwas weniger Events anzufinden als im vorherigen Ergebnis (s. Abb. 4.20). Auch die Struktur der Gruppe „p-Detektor Seite“ zwischen 28° und 90° um einer Primärenergie von etwa 40 MeV ist gegenüber dem vorherigen Ergebnis sichtbar ausgedünnt. Hier schirmt die zusätzliche Materie, die in dem erweiterten Modell für das Teleskop #1 unterhalb von $\vartheta = 90^\circ$ hinzugekommen ist, mehr Teilchen ab (s. dazu Abb. 4.22 rechts).

Response-Matrix

Auch für diese Simulation wird eine Response-Matrix kompiliert (s. Abb. 4.25). Sie bezieht die Richtung ankommender Teilchen nicht mit ein, gilt also nur im isotropen Fall. Diese Arbeit beschränkt sich zunächst ausschließlich auf isotrope Matrizen. Das bedeutet, die ϑ - und φ -Winkel sind nicht als zusätzliche, vollständige Dimensionen in den Matrizen vertreten. Stattdessen wird für die drei ϑ -Winkelbereiche (Magnet, Folie, Seite) jeweils eine eigene Matrix kompiliert. Damit

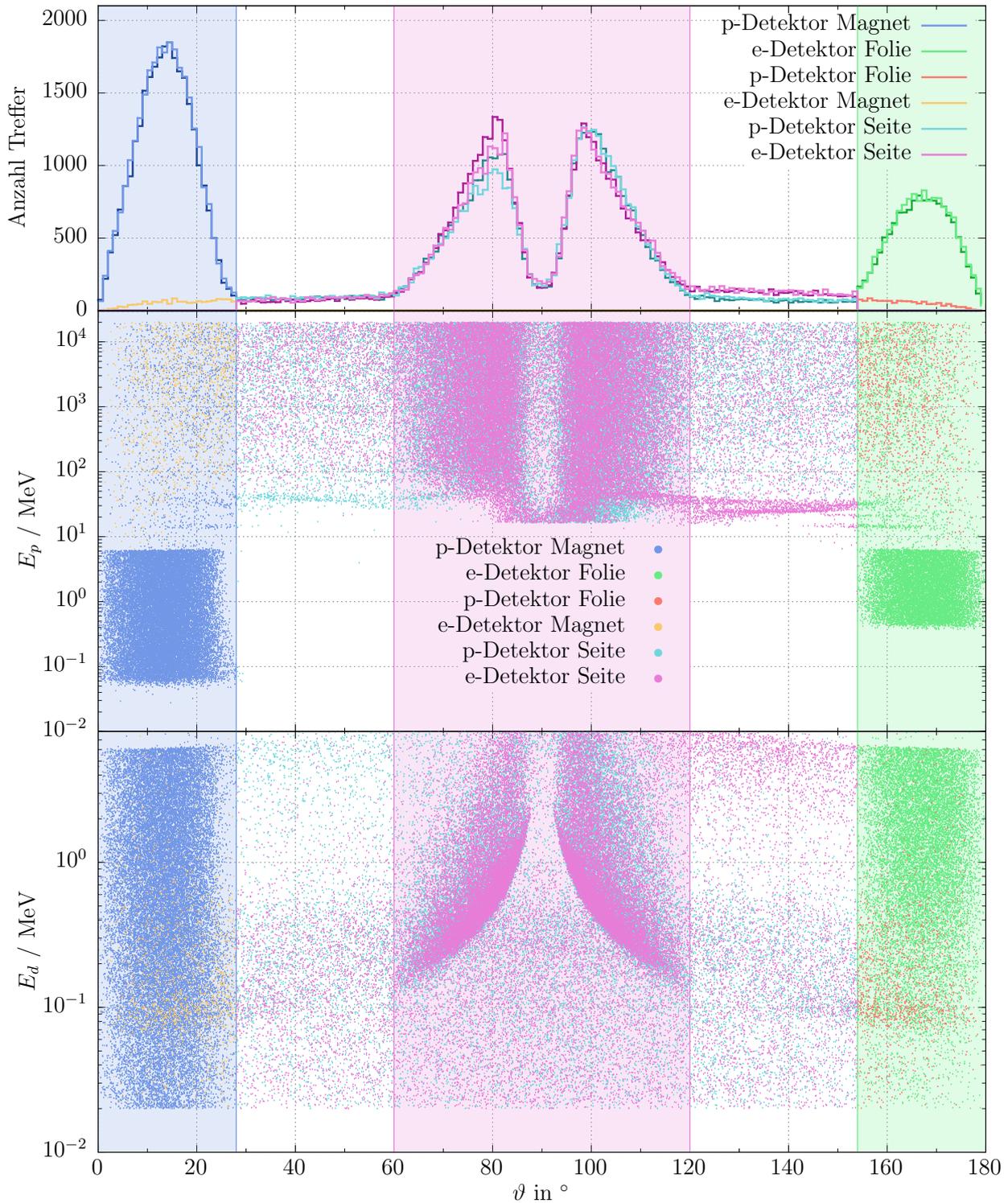


Abbildung 4.24.: (Beschreibung s. Abb. 4.20) Im oberen Histogramm ist in dunklen Farben das Ergebnis der Simulation mit dem einfachen Modell skaliert auf das neue Ergebnis mit aufgetragen. Dieses Bild zeigt nur die validen Treffer in einem der beiden Teleskope (#1) des erweiterten Modells, das genauso ausgerichtet ist, wie das Teleskop des einfachen Modells. Dieses Bild ist vergleichbar mit Abbildung 4.20. Für das andere Teleskop erhält man aufgrund der Symmetrie des erweiterten Modells das gleiche Ergebnis um $\vartheta = 90^\circ$ gespiegelt.

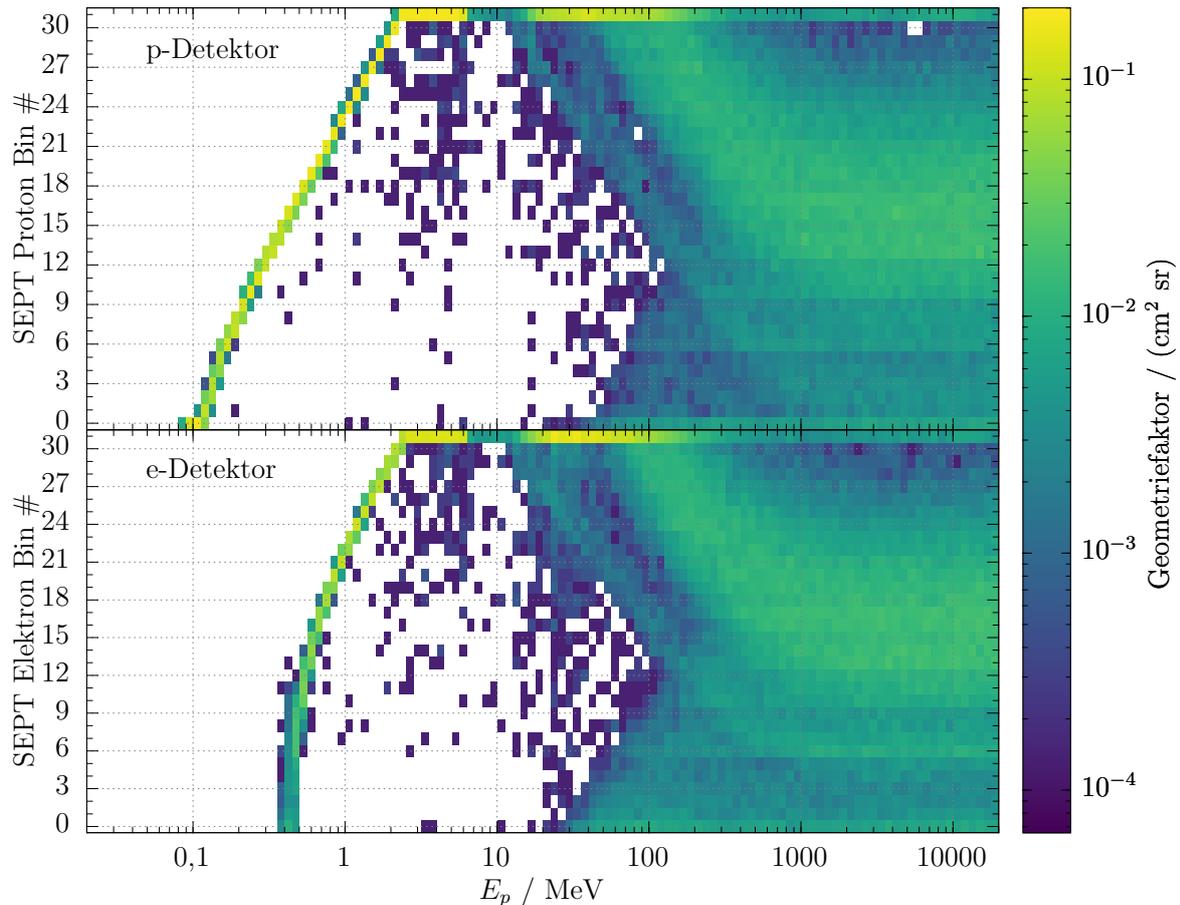


Abbildung 4.25.: Resultierende Response-Matrix aus der Protonen-Simulation mit dem erweiterten SEPT-Modell. Sie wurde aus dem kombinierten Simulationsergebnis beider Teleskope kompiliert und gilt aufgrund der Symmetrie des Modells für beide Teleskope.

ist der ϑ -Winkel in den drei groben Bereichen, zwischen denen sich die signifikanten Unterschiede zeigen, vertreten. Abbildung 4.26 zeigt die so entstandenen sechs Matrizen der Simulation. Die Summe der drei Matrizen eines Detektors ergibt die zuvor gezeigte totale Response-Matrix 4.25. Mit dieser totalen Response-Matrix können für ein gegebenes isotropes Protonenspektrum theoretische Zählraten berechnet werden. Die Richtungs-Matrizen ermöglichen es, für die drei ϑ -Bereiche Beiträge auf die Gesamt-Zählrate auszurechnen. Damit kann der Effekt der seitlichen Teilchen auf die Messdaten des Instruments besser abgeschätzt werden. Die Berechnung einer theoretischen Gesamtzählrate für in den drei Winkelbereichen unterschiedliche Spektren ist ebenfalls möglich. Die Teilmatrix oben links in der Abbildung 4.26 (p-Detektor Magnet) ist der nominelle Messweg für Protonen. Die diagonalen Elemente unterhalb $E_p < 2$ MeV geben den höchsten Beitrag. Wäre das SEPT ein idealer Teilchendetektor, sollten die diagonalen die einzigen Beiträge sein. Alle anderen Beiträge, vor allem die seitlichen, die ab $E_p > 60$ MeV in allen Energie-Bins vorhanden sind, müssen in der Datenauswertung berücksichtigt werden, sofern die Anzahl auftreffender Protonen mit diesen hohen Energien signifikant gegenüber Protonen mit Energien im nominellen Messbereich ist. Die Teilmatrizen „e-Detektor Magnet“ und „p-Detektor Folie“ geben geringere Beiträge, die auch nicht so weit über die Energie-Bins streuen wie die seitlichen.

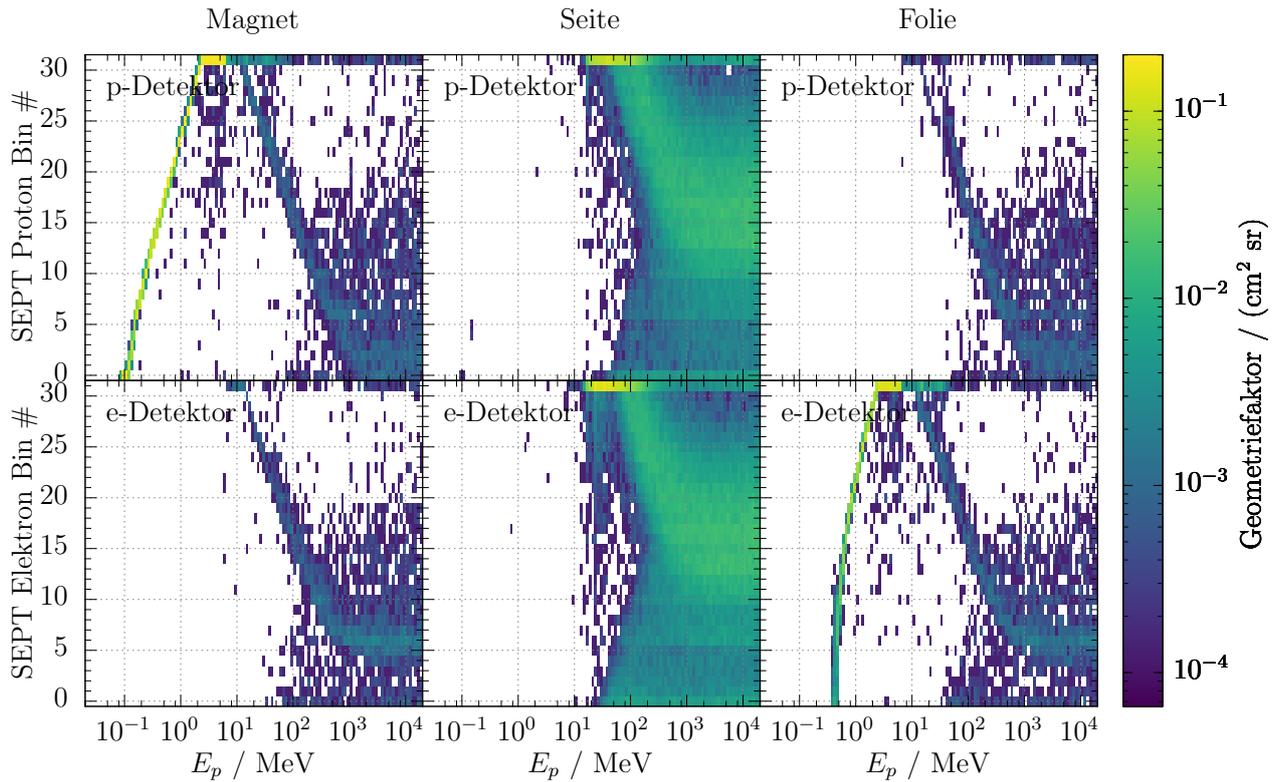


Abbildung 4.26.: Resultierende Response-Matrix aus der Protonen-Simulation mit dem erweiterten SEPT-Modell, aufgeteilt in die drei ϑ -Winkelbereiche (Magnet, Folie, Seite). Die Summe dieser Matrizen ergibt die Response-Matrix in Abbildung 4.25.

Das Erweitern des Modells um das Gehäuse, das die Teleskope umgibt und verbindet, hat zu einer etwas geringeren Sensitivität seitlicher Protonen zwischen 10 MeV und 100 MeV und einer leicht angestiegenen Sensitivität am oberen Ende der simulierten Energien geführt. Eine noch viel massivere Materie, die das SEPT seitlich umgibt, ist die STEREO-A/B Raumsonde, auf der das SEPT installiert ist. Im nächsten Schritt wird der Satellit (S/C) näherungsweise in die Simulation integriert und danach das Simulationsergebnis auch für Elektronen gezeigt.

4.6. Simulation: Protonen, 20 keV - 20 GeV, STEREO-A-SEPT-E-Modell

Im letzten Schritt zur Verbesserung des SEPT-Modells wird in diesem Teil der Einfluss des S/C in die Simulation miteinbezogen. Die Methode wird hier anhand des SEPT-E auf STEREO-A demonstriert.

4.6.1. Modellierung des S/C

Zunächst muss das S/C modelliert werden. Abbildung 4.27 zeigt Zeichnungen von STEREO-A aus drei verschiedenen Perspektiven. Der Satellit kann für diese Simulation nicht sehr detailliert modelliert, sondern nur in grober Form implementiert werden. An detaillierte Informationen

Tabelle 4.4.: Vergleich der Laufzeiten für verschiedene Modelle eines Simulationsdurchlaufs mit Protonen von 20 keV – 20 GeV. Der Laufzeitfaktor gibt den Faktor an, um den sich die Laufzeit einer Simulation im Vergleich zur Simulation des Einzelteleskops bei gleicher Statistik verändert.

Modell →	Einzelteleskop	+ Gehäuse	S/C	S/C-Kugel
Laufzeit in Minuten	36,27	70,75	528,72	197,48
Anzahl simulierter Events	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7$
Tel. #1 e-Detektor Treffer	288	297	7	226
Tel. #1 p-Detektor Treffer	612	596	4	418
Tel. #2 e-Detektor Treffer	-	300	2	200
Tel. #2 p-Detektor Treffer	-	568	7	433
Laufzeit pro Treffer e-Det. in min/Treffer	0,13	0,12	58,75	0,46
Laufzeit pro Treffer p-Det. in min/Treffer	0,06	0,06	48,07	0,23
Laufzeitfaktor e-Detektor	1,00	0,94	466,47	3,68
Laufzeitfaktor p-Detektor	1,00	1,03	811,03	3,92

über die Konstruktion der Satelliten, geschweige denn an Computer-Modelle zu gelangen, gestaltete sich als schwierig und ein detailliertes Modell ist im Zeitrahmen dieser Arbeit auch nicht umsetzbar. Für die Simulation wird daher die grobe Form der Satelliten als Aluminium-Box mit homogener Dichte modelliert, die sich aus dem Volumen und der Masse des Satelliten ergibt. Diese ist für beide Satelliten (STEREO-A und -B) gleich. Die Grundform des Satelliten ohne Aufbauten ist in der Abbildung rot markiert und mit Maßen versehen. Die Maße des Modells sowie Position und Ausrichtung beider SEPT-Instrumente wurden diesen Zeichnungen entnommen. Das Volumen der Box beträgt $2,77 \text{ m}^3$ und mit der Masse der Satelliten von 620 kg [5] ergibt sich eine homogene Dichte von $0,224 \text{ g/cm}^3$. In Abbildung 4.29 ist rechts das Modell des kleinen SEPT-E auf dem dazu im Vergleich großen Satelliten gezeigt.

Aufgrund der Größe des Satelliten muss die Teilchenquelle der Simulation nun viel größer sein, was die Wahrscheinlichkeit, dass ein generiertes Teilchen einen validen Treffer erzeugt, massiv verringert. In der Tabelle 4.4 wird die Laufzeit der Simulation auf einem identischen Computersystem für die drei bisher verwendeten Modelle (S/C markiert die Simulation mit der Satelliten-Box) verglichen. Zunächst hat der Übergang vom einfachen Teleskop zum erweiterten Modell die Laufzeit zwar verdoppelt, die Statistik bleibt aber gleich, da im erweiterten Modell beide Teleskope simuliert werden, die zusammen als eines ausgewertet werden können. Deshalb bleibt der Laufzeitfaktor, der angibt, wie lange eine Simulation im Vergleich zur Simulation des Einzelteleskops laufen muss, um die gleiche Statistik zu erhalten, für das erweiterte Modell bei ca. 1,0. Das oben vorgestellte Satelliten-Modell (S/C) schneidet bei der Laufzeit ohne eine Optimierung des Simulationsprogramms oder der Teilchenquelle wie erwartet sehr schlecht ab. Die Simulation müsste demnach etwa mehr als 460 mal so lange laufen, um die gleiche Statistik auf dem e-Detektor zu erhalten. Wie der Faktor für den p-Detektor zeigt, der sogar bei 800 liegt, sind diese Werte nur sehr grob, da die Statistik einfach nicht ausreichend ist.

Somit ist der Einfluss des Satelliten auf diese Weise nicht simulierbar, ohne das Simulationsprogramm zu optimieren oder die Teilchenquelle und damit auch die im Laufe der Arbeit geschriebene Auswertungssoftware zu ändern. Stattdessen wird das S/C auf eine andere Weise

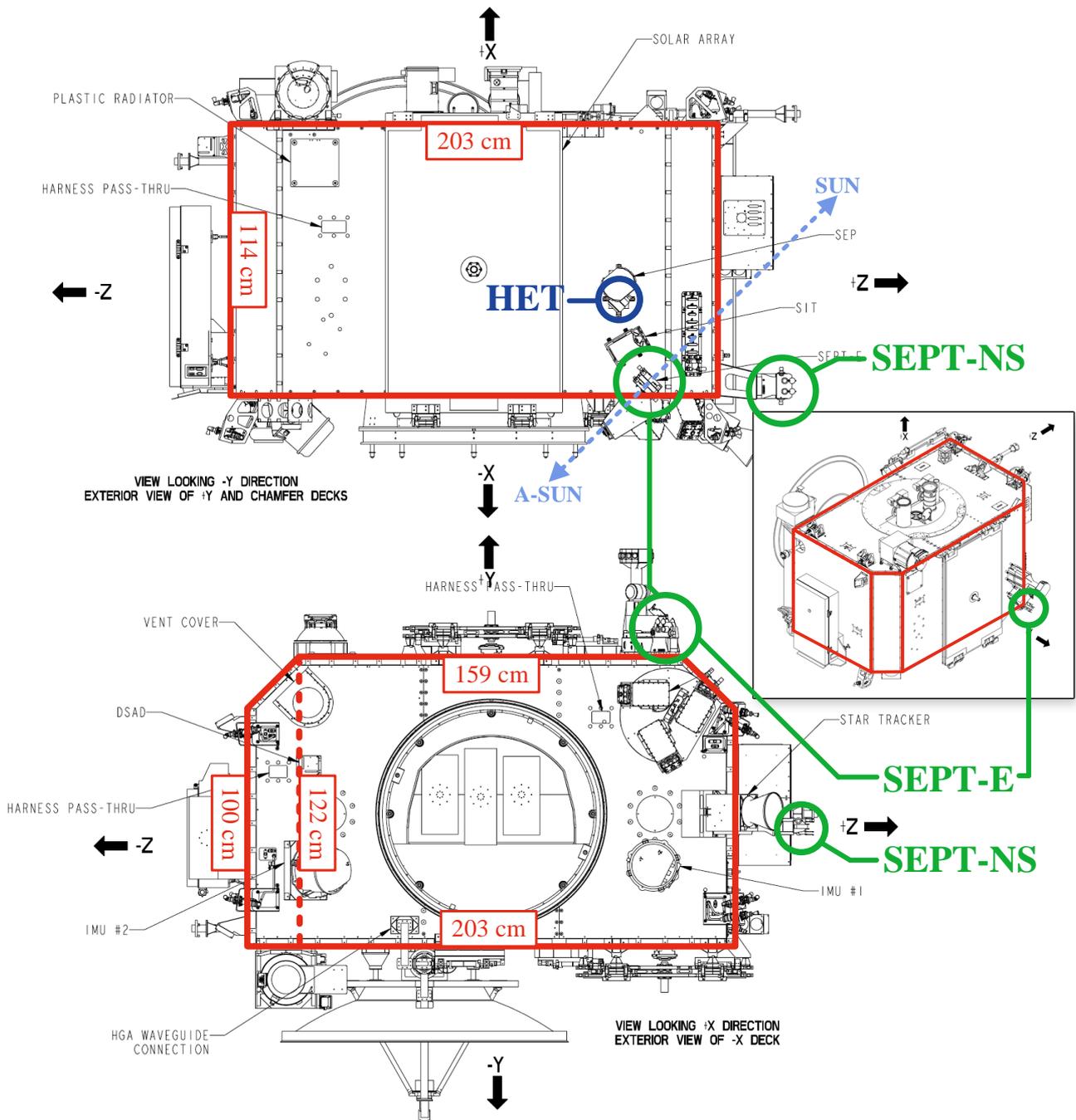


Abbildung 4.27.: Zeichnungen von STEREO-A aus drei Perspektiven. Die SEPT-Instrumente sind grün markiert. Die rote Box markiert die Grundform des Satelliten, die für die Simulation modelliert wurde.

genähert.

4.6.2. Näherung des S/C als Kugelschale

Eine Idee zur Näherung des S/C ist, die das SEPT umgebenden Winkelbereiche, die durch die Materie des Satelliten abgedeckt werden, durch eine kleinere Geometrie mit ähnlicher Abdeckung zu modellieren. Damit diese kleinere Geometrie den mittleren Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation im Satelliten repräsentieren kann, wird die Dichte der Geometrie mit der Weglänge gerader Bahnen durch den Satelliten richtungsabhängig skaliert. Dies ist möglich, da sich der mittlere Energieverlust durch Ionisation über das Integral der Bethe-Bloch-Gleichung (2.3) berechnet, in die die Weglänge umgekehrt proportional zur Dichte der Materie eingeht. Um das Ergebnis von Streuprozessen oder der Erzeugung von Sekundärteilchen im Satelliten richtungsabhängig korrekt nachzubilden, wird dieser Ansatz nicht ausreichen, da diese Prozesse die Teilchenrichtungen stark ändern. Hier würde nur eine Simulation des gesamten großen Satelliten-Modells helfen, was in diesem Umfang hier nicht möglich ist. Der Ansatz kann aber als Abschätzung dieser Effekte verwendet werden.

Kugelmodell des S/C

Die verwendete Geometrie ist eine Kugelschale aus Aluminium mit folgenden Parametern:

Innerer Radius $r_i = 75$ mm,

Äußerer Radius $r_a = 85$ mm,

Mittelpunkt ist der Mittelpunkt des erweiterten Modells zwischen den beiden Teleskopen.

Diese Kugelschale wird aus vielen Elementen unterschiedlicher Dichte in Schritten der Winkel ϑ und φ von 5° modelliert. Jedem Element wird dabei eine Dichte zugewiesen, die die mittlere Weglänge durch den Satelliten vom Mittelpunkt ausgehend (s. Abb. 4.28) in diesem Winkelbereich auf die Dicke der Kugelschale von 1 cm skaliert. Um die richtungsabhängigen Weglängen zu bestimmen, wird das zuvor beschriebene Box-Modell des Satelliten mit Geantinos simuliert. Die Geantino-Quelle wird dazu als Punktquelle im Mittelpunkt der Kugelschale platziert. Als Simulationsergebnis werden die Weglänge durch den Satelliten und die Richtungswinkel der Geantinos ausgegeben. Aus diesen Informationen werden die Elemente der Kugelschale über ein Skript automatisch generiert. Das fertige Kugelmodell ist für SEPT-E auf STEREO-A in den Abbildungen 4.28 und 4.29 gezeigt. In den Abbildungen markiert die Farbe der einzelnen Elemente der Kugelschale die zugehörige Weglänge/Dichte. In allen Richtungen, an denen die Kugelschale Elemente hat, liegt auf geradem Wege zum Mittelpunkt ein Stück vom S/C im Weg. Für die nächste Simulation dieses Modells mit Protonen wird der Radius der Teilchenquelle zu $r_Q = 90$ mm gewählt. Der Mittelpunkt der Teilchenquelle stimmt mit dem Mittelpunkt des Kugelmodells überein. Damit ist das Modell weiterhin komplett in der Teilchenquelle eingeschlossen.

4.6.3. Simulationsergebnis

Nun wird das Kugelmodell des SEPT-E auf STEREO-A mit Protonen simuliert. Die Parameter der Simulation sind:

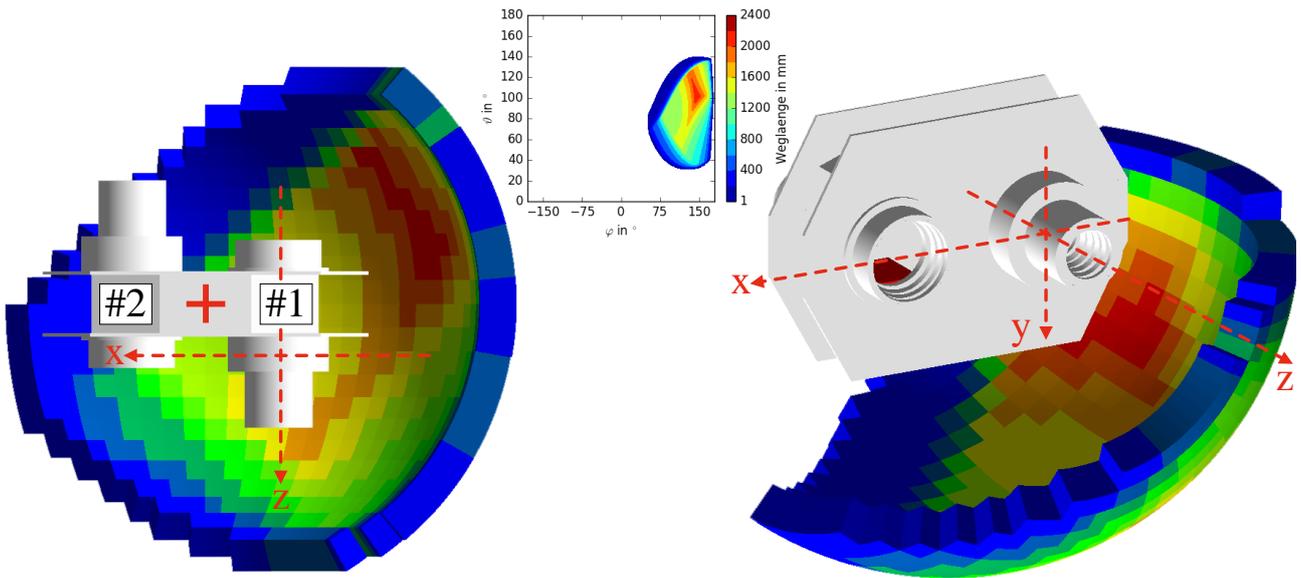


Abbildung 4.28.: Blick auf das Modell, das für die STEREO-A SEPT-E Simulation verwendet wurde. Die Materie um das Instrument zeigt die Kugelschale, die die Abschirmung durch das S/C simulieren soll. Das rote Kreuz links markiert den Mittelpunkt der Kugelschale zwischen den beiden Teleskopen. Die Dichte der einzelnen Elemente der Schale ist mit der Weglänge durch den Satelliten skaliert. Diese ist farblich kodiert.

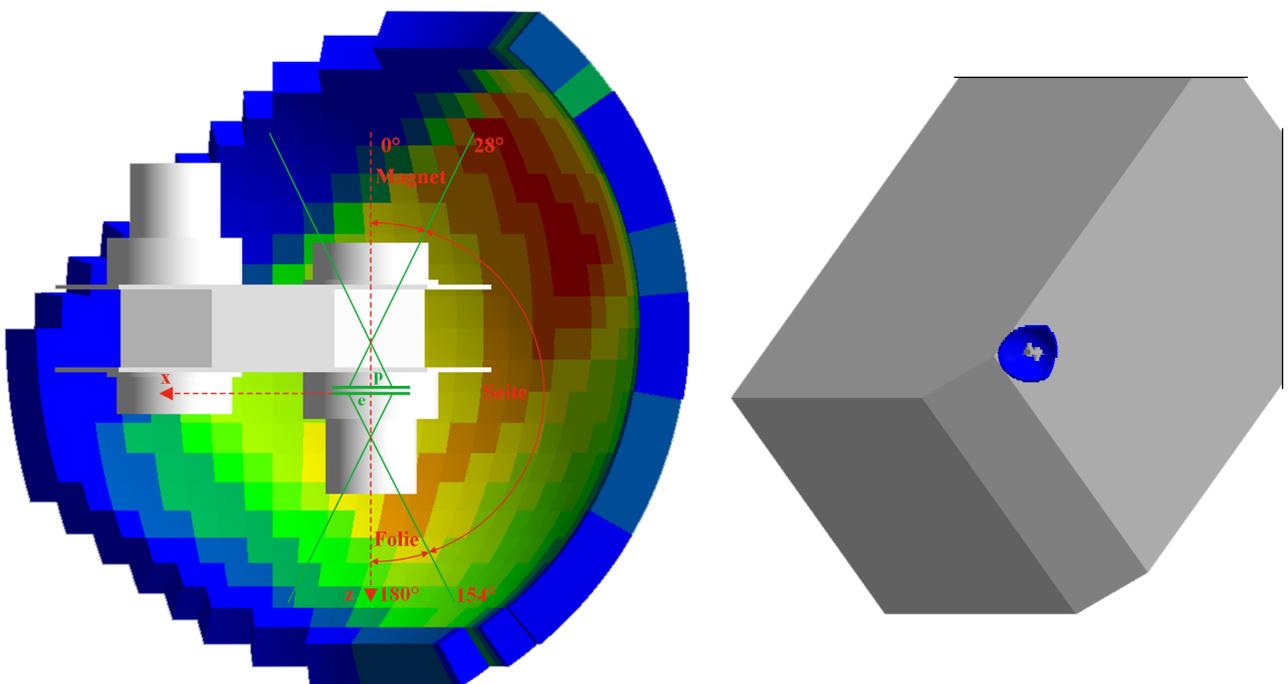


Abbildung 4.29.: **Links:** Blick auf das Modell des SEPT-E auf STEREO-A mit skizzierten ϑ -Winkelbereichen der ankommenden Teilchen. **Rechts:** Position von SEPT-E auf STEREO-A. Die graue Box, die am oberen und linken Bildrand abgeschnitten ist, bildet das Box-Modell des S/C ab.

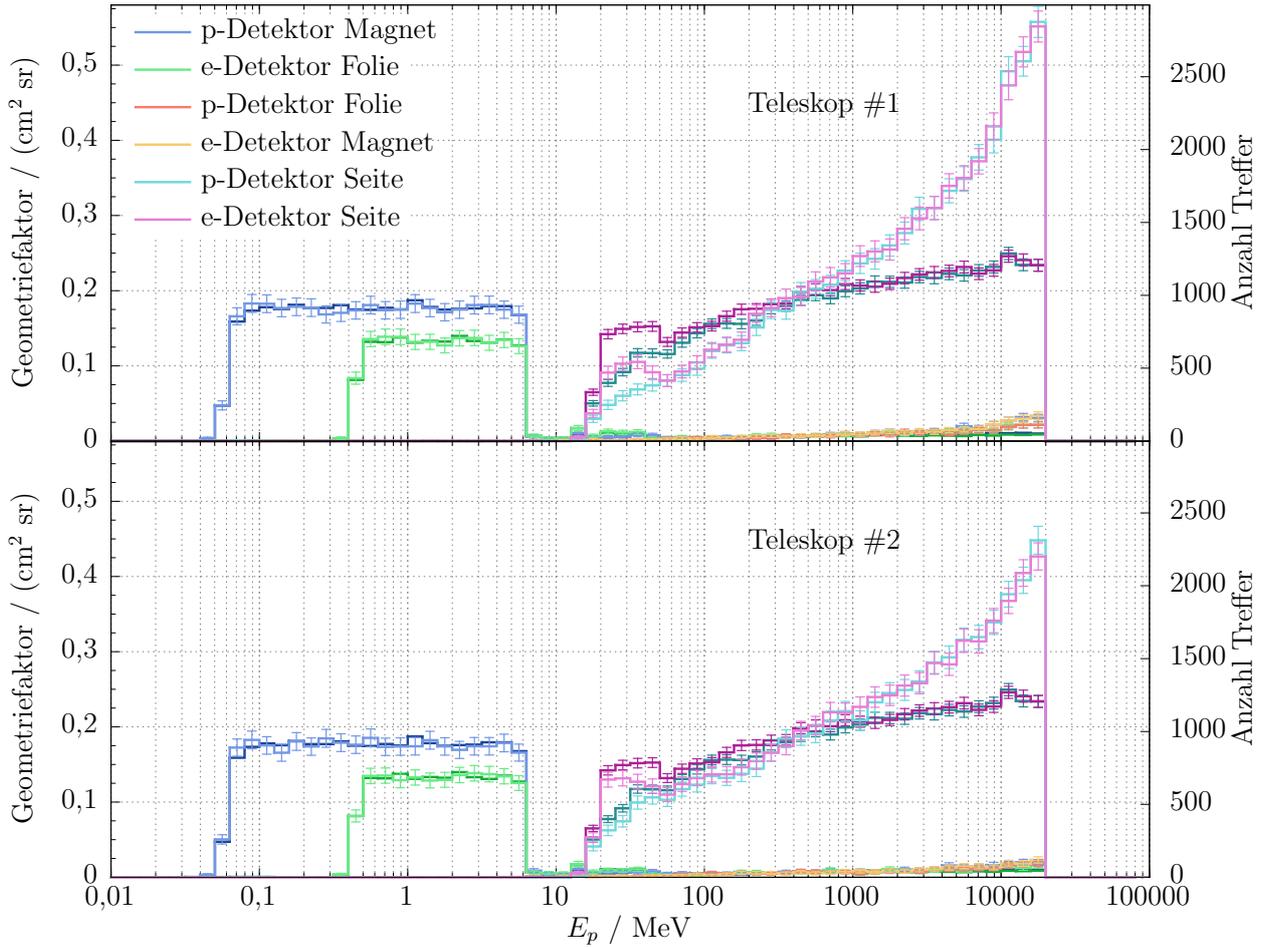


Abbildung 4.30.: Geometriefaktoren über der Energie E_p des Primärteilchens für einen Simulationsdurchlauf mit dem Kugelschalen-Modell des S/C, simuliert mit Protonen von 20 keV bis 20 GeV. **Oben:** Ergebnis für Teleskop #1. **Unten:** Ergebnis für Teleskop #2. In dunklen Farben dazu aufgetragen sind die Ergebnisse der Simulation mit erweitertem Gehäuse, für die nur die linke y-Achse gilt.

Modell	Teilchenart	Quellen-Radius	Anzahl Teilchen	E_{\min}	E_{\max}
Erweitertes Modell + S/C-Kugel	Protonen	$r_Q = 90 \text{ mm}$	$N = 10^9$	20 keV	20 GeV

Da das Gesamtmodell nicht mehr symmetrisch ist, werden die Ergebnisse für beide Teleskope (s. Abb. 4.28 für Zuweisung) zunächst separat ausgewertet. Abbildung 4.30 zeigt den Geometriefaktor über der Primärenergie E_p oben für Teleskop #1 und unten für Teleskop #2. In dunklen Farben ist dazu das Ergebnis der vorherigen Simulation mit erweitertem Gehäuse aufgetragen. Im nominellen Messbereich und aus den nominellen Öffnungsbereichen (p-Detektor Magnet & e-Detektor Folie) ist keine Veränderung gegenüber der Simulation ohne S/C-Einfluss auszumachen, was auch nicht erwartet wird, da das S/C die nominellen Öffnungsbereiche nicht behindert. Der größte Unterschied zeigt sich wieder bei den seitlich ankommenden Teilchen. Für $E_p < 200 \text{ MeV}$ hat sich der Geometriefaktor in beiden Teleskopen verringert. Ab ca. 700 MeV ist er dagegen in beiden Teleskopen stark angestiegen.

In Abbildung 4.31 sind nur die Geometriefaktoren der seitlichen Protonen zusammen aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das Kugelmodell Protonen mit Energien unterhalb von etwa 200 MeV abschirmen kann, da sich hier der Geometriefaktor gegenüber der Simulation ohne S/C-Einfluss verringert hat. Für das Teleskop #1 liegt er niedriger als für das Teleskop #2, da das Teleskop #1 von der Kugelschale seitlich besser abgeschirmt wird als das zweite Teleskop (s. Abb. 4.28). Direkt seitlich neben Teleskop #1 hat die Kugelschale die größte Dichte, während das zweite Teleskop näher am Rand des S/C steht. Ab Energien von ca. 700 MeV steigt der Geometriefaktor in der neuen Simulation massiv an und verdoppelt sich für das Teleskop #1 am oberen Ende des Energiebereichs sogar. Hier hat das Teleskop #1 die größeren Faktoren als das Teleskop #2. Bei diesen Energien spielen offensichtlich andere Wechselwirkungsprozesse eine wichtige Rolle. In Abbildung 4.31 ist das Verhältnis der Geometriefaktoren von Teleskop #1 zu Teleskop #2 für die beiden Detektoren aufgetragen. Auch hier ist zu erkennen: Während im unteren Energiebereich die stärkere Abdeckung des Teleskops #1 durch das Kugelmodell die Sensitivität für seitliche Teilchen um ca. 30 % gegenüber Teleskop #2 verringert, wird sie im oberen Bereich um ca. 30 % verstärkt. Erst im $4 \cdot \sigma$ -Bereich stimmen beide Teleskope überein.

Dieser Unterschied führt in Abbildung 4.33 dazu, dass die Beiträge seitlicher Teilchen in den unteren Energie-Bins des SEPT in Teleskop #1 gegenüber Teleskop #2 stärker sind. In dieser Simulation werden allgemein mehr valide Treffer mit deponierten Energien unterhalb von 200 keV erzeugt (s. zum Vergleich Abb. 4.19). Die höhere Sensitivität für Protonen > 700 MeV sorgt demnach für höhere Beiträge in den unteren Bins. Die geringeren Energiedepositionen deuten darauf hin, dass Sekundärteilchen eine noch wichtigere Rolle spielen.

Genauigkeit des Kugelmodells des S/C

Der Energieverlust durch Ionisation von Protonen im Satelliten sollte durch dieses Modell gut genähert werden. Unterhalb von 200 keV hat sich der Geometriefaktor für seitliche Teilchen unter Einfluss des S/C Kugelmodells verringert, was auch der Erwartung entspricht. Die Geometriefaktoren für Protonen mit Energien > 700 MeV sind dagegen in beiden Detektoren stark angestiegen. Um das Ergebnis zu verifizieren, wird eine Simulation mit dem Box-Modell des Satelliten durchgeführt, welches das Modell mit der realistischsten Geometrie ist. Die Rechenzeit wird eingeschränkt, indem hier nur in zwei schmalen Energiebereichen und mit geringer Statistik simuliert wird: einmal unterhalb von 200 keV mit Protonen zwischen 39,81 MeV und 50,11 MeV und einmal oberhalb von 700 MeV zwischen 3981 MeV und 5011 MeV und damit in den Energiebereichen, in denen sich die signifikanten Unterschiede gezeigt haben. Diese Bereiche entsprechen genau den in Abbildung 4.31 markierten Bins. Das Ergebnis dieser Simulation wird mit den vorherigen Ergebnissen in Tabelle 4.5 verglichen.

Im unteren Energiebereich liegen die Werte der Simulation mit dem Kugelmodell gut in der Nähe der Simulation mit dem Box-Modell. Nur der p-Detektor in Teleskop #1 hat einen Faktor, der außerhalb des $2 \cdot \sigma$ -Bereichs des Faktors des Box-Modells liegt. Die Faktoren aus der Simulation mit erweitertem Gehäuse liegen dagegen alle deutlich über den Werten des Box-Modells, vor allem für den e-Detektor. Hier ist das Kugelmodell eine Verbesserung gegenüber einer Simulation ganz ohne S/C-Einfluss. Beim oberen Energiebereich dagegen wird der Geometriefaktor durch die Simulation mit dem Kugelmodell gegenüber dem Box-Modell deutlich überschätzt, die Simulation ohne S/C-Einfluss unterschätzt ihn deutlich. Auch hier fällt ein Detektor aus dem Muster heraus (Teleskop #2 e-Detektor). Bei den anderen Detektoren reichen auch die σ -Bereiche des Box-Modells nicht aus, um die Faktoren der anderen Modelle zu erklären.

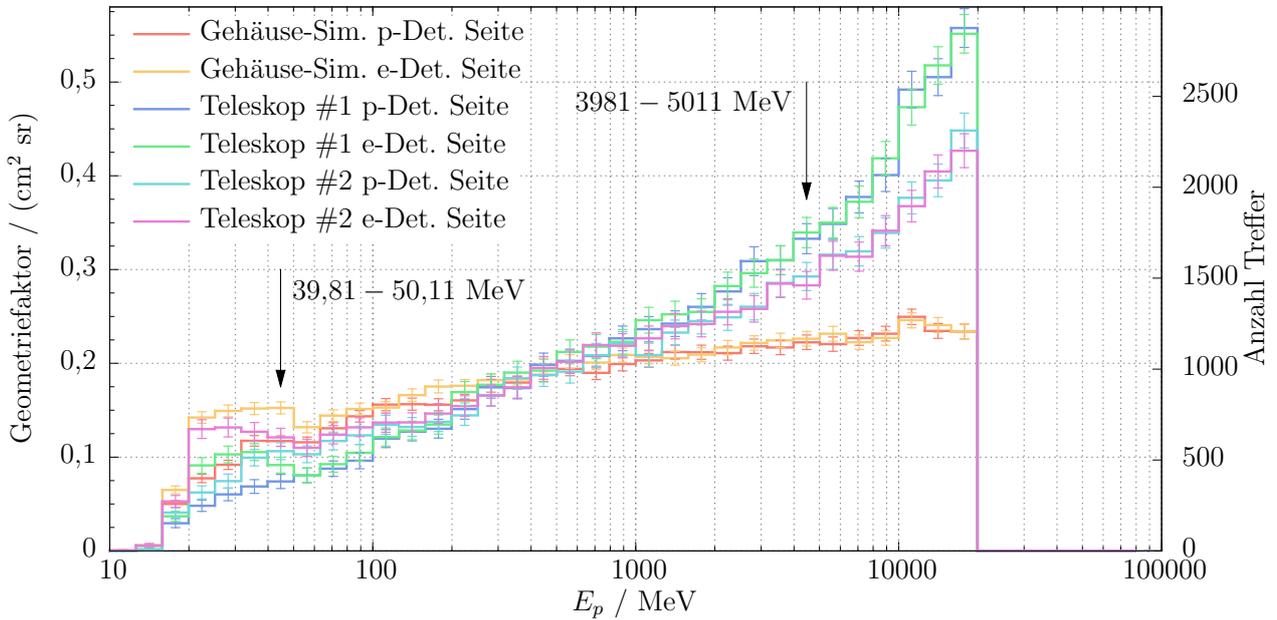


Abbildung 4.31.: Geometriefaktoren der Teleskope #1 und #2 für Teilchen von der Seite aus der Simulation mit dem Kugelmodell, zusammen aufgetragen mit dem Ergebnis der Simulation mit erweitertem Gehäuse, für das nur die linke y-Achse gilt.

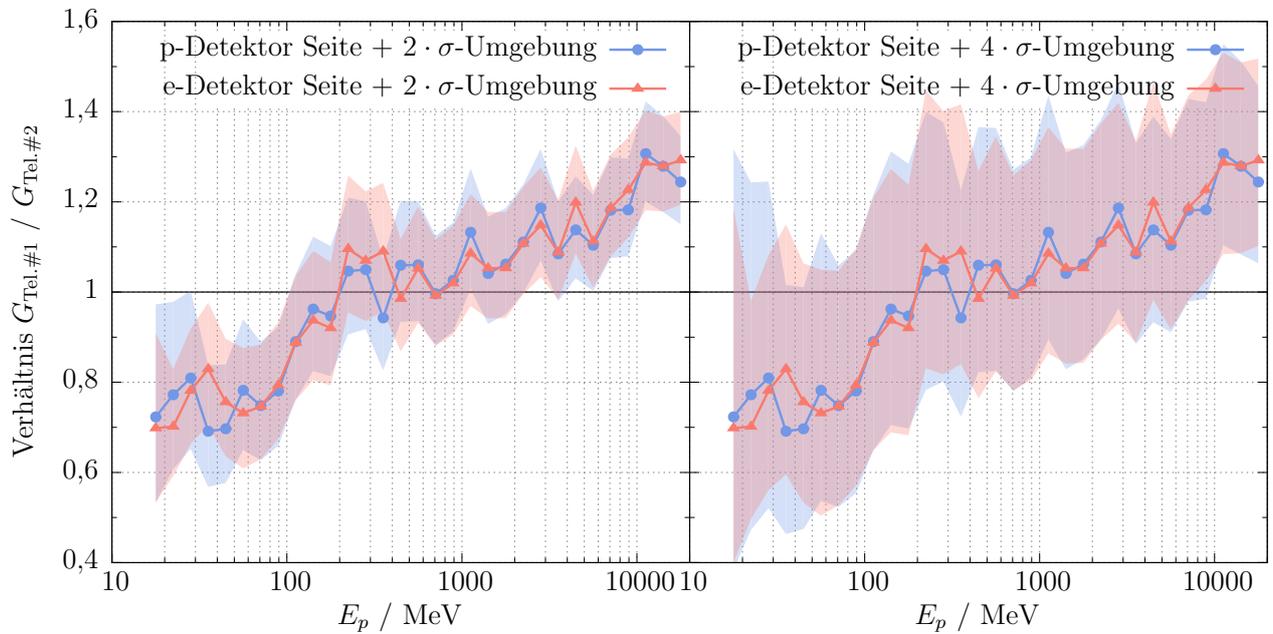


Abbildung 4.32.: Verhältnis des Geometriefaktors der Detektoren von Teleskop #1 zu Teleskop #2 (s. Abb. 4.31) für Teilchen von der Seite.

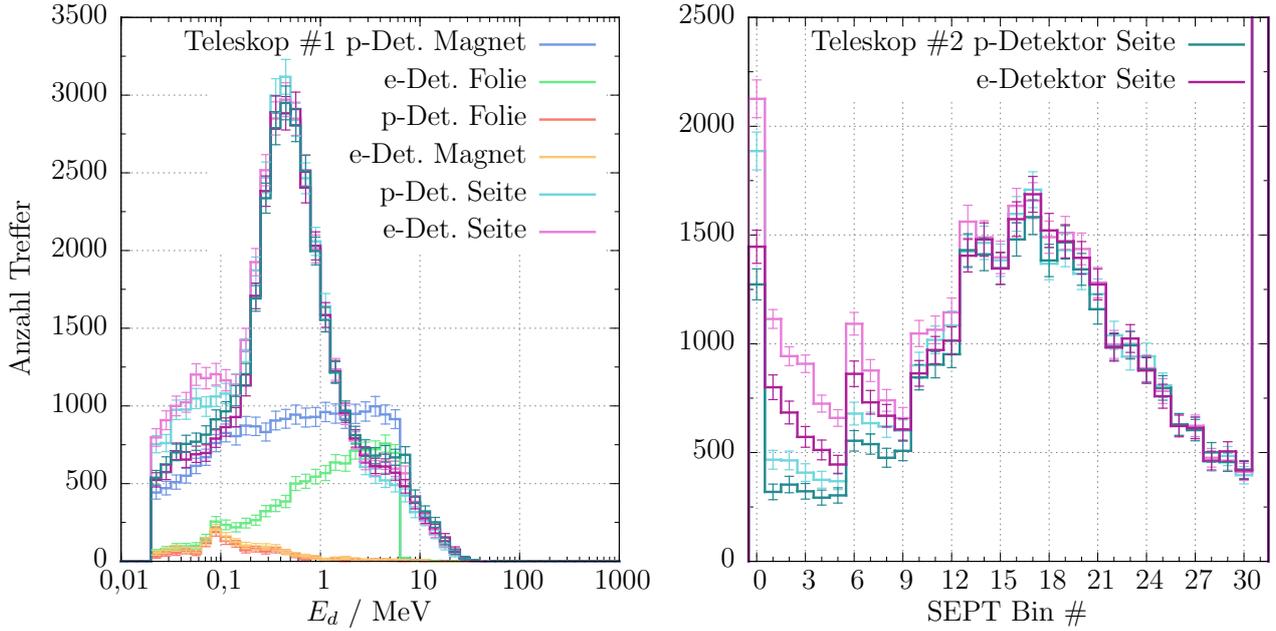


Abbildung 4.33.: Histogramme über die Anzahl detektierter Teilchen in Bezug auf die im Detektor deponierte Energie. **Links:** Logarithmische Bin-Breite auf logarithmischer E_d -Achse. **Rechts:** SEPT-Energie-Kanäle. Die Legenden gelten für beide Graphen.

Tabelle 4.5.: Vergleich der Geometriefaktoren in zwei E_p -Bereichen aus den Ergebnissen der Simulationen mit dem S/C-Box-Modell, dem S/C-Kugelmodell und dem Modell ohne S/C-Einfluss.

Energie-Bin ↓	Detektor →	p-Detektor		e-Detektor		Einheit ↓
	Teleskop →	#1	#2	#1	#2	
Protonen von 39,81 MeV bis 50,11 MeV	Treffer	130	148	132	160	
	$G_{S/C-Box} - 2 \cdot \sigma$	0,077	0,089	0,078	0,097	cm ² sr
	$G_{S/C-Box}$	0,094	0,106	0,095	0,115	cm ² sr
	$G_{S/C-Box} + 2 \cdot \sigma$	0,110	0,124	0,112	0,133	cm ² sr
	$G_{erw. Gehäuse}$	0,119	0,115	0,155	0,150	cm ² sr
	$G_{S/C-Kugelmodell}$	0,074	0,106	0,092	0,121	cm ² sr
Protonen von 3981 MeV bis 5011 MeV	Treffer	384	359	417	408	
	$G_{S/C-Box} - 2 \cdot \sigma$	0,248	0,231	0,271	0,264	cm ² sr
	$G_{S/C-Box}$	0,276	0,258	0,300	0,294	cm ² sr
	$G_{S/C-Box} + 2 \cdot \sigma$	0,304	0,286	0,329	0,323	cm ² sr
	$G_{erw. Gehäuse}$	0,224	0,213	0,229	0,229	cm ² sr
	$G_{S/C-Kugelmodell}$	0,333	0,293	0,339	0,283	cm ² sr

Das S/C gar nicht in die Simulation miteinzubeziehen, erscheint nach diesem Ergebnis nicht sinnvoll. Aber auch das Simulationsergebnis des Kugelmodells ist im oberen simulierten Energiebereich in keiner guten Übereinstimmung mit dem realistischsten Modell, dem Box-Modell. In Anbetracht der begrenzten zur Verfügung stehenden Zeit wird das Modell nicht weiter ver-

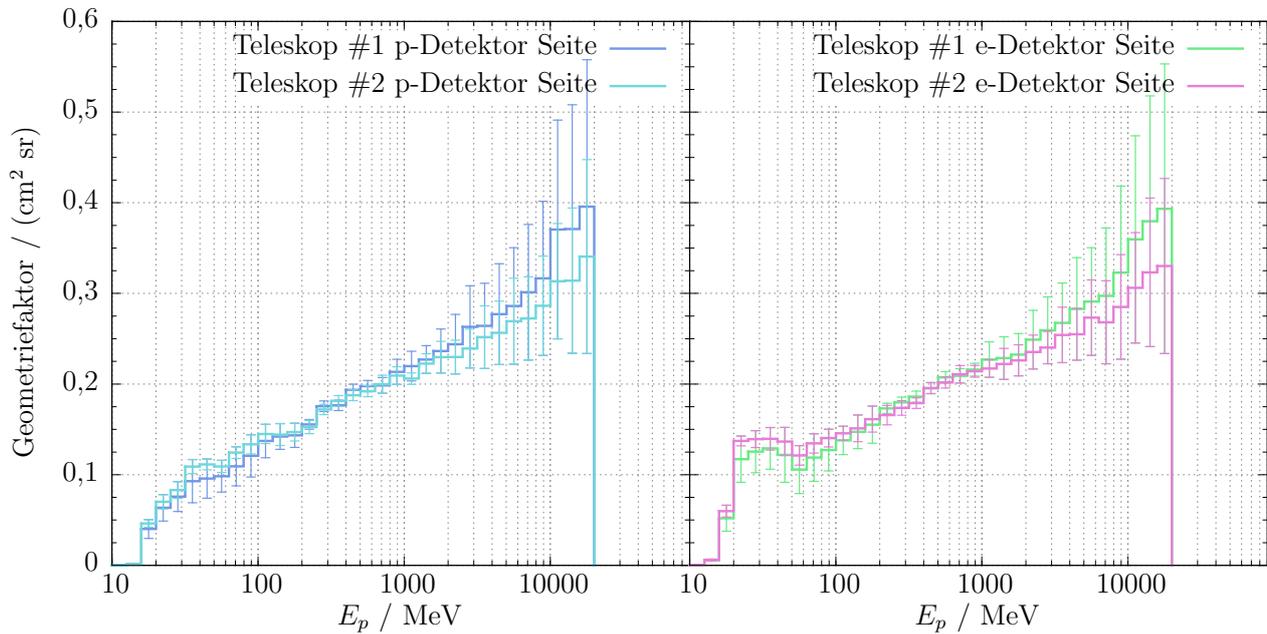


Abbildung 4.34.: Geometriefaktor der Simulation mit S/C-Kugelmodell gemittelt mit dem Ergebnis der Simulation mit erweitertem Gehäuse für beide Teleskope. **Links:** p-Detektor. **Rechts:** e-Detektor. Durch das Mitteln ist der Unterschied zwischen Teleskop #1 und #2 nun gering im Vergleich mit der aufgetragenen $1 \cdot \sigma$ Ungenauigkeit.

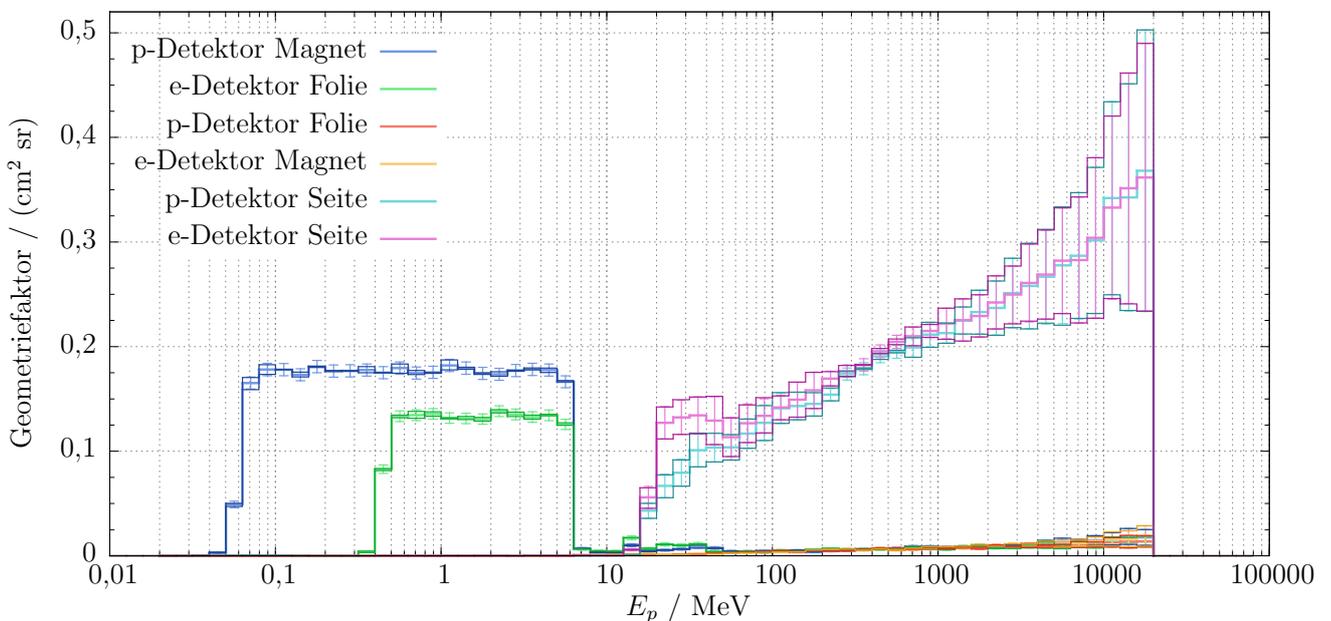


Abbildung 4.35.: Aus den Simulationen mit S/C-Kugelmodell und erweitertem Gehäuse gemittelter Geometriefaktor: der finale Geometriefaktor für SEPT-E auf STEREO-A. In den dunklen Farben ist der Geometriefaktor der Simulationen mit S/C-Kugelmodell und erweitertem Gehäuse aufgetragen. Diese werden als obere und untere Grenzen angenommen.

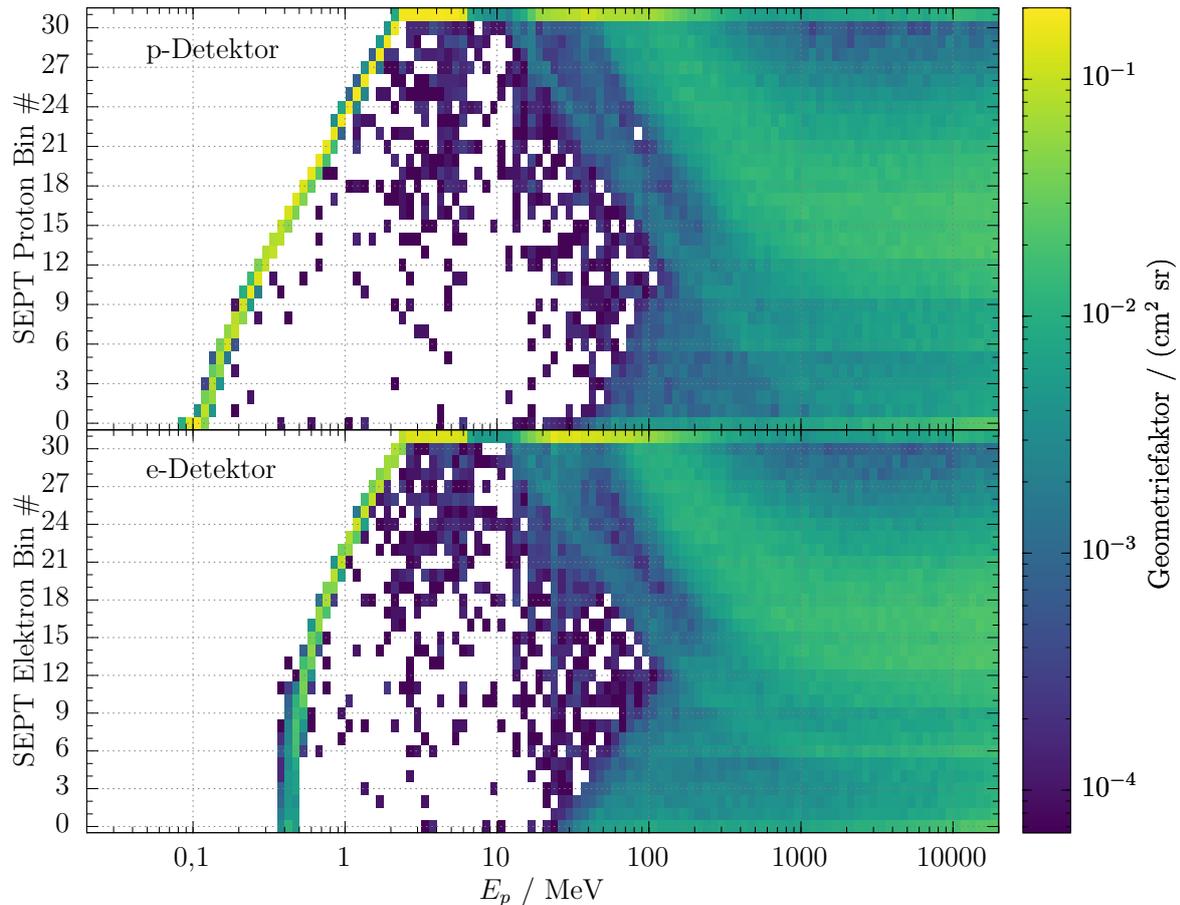


Abbildung 4.36.: Finale Response-Matrix des STEREO-A SEPT-E für Protonen aus Mittelung über die Matrizen der Simulationen mit S/C-Kugelmodell und erweitertem Gehäuse.

bessert, sondern die Ergebnisse der Simulationen mit dem Kugelmodell und der Simulation mit dem erweitertem Modell ohne S/C-Einfluss gemittelt. Die jeweiligen Ergebnisse werden für eine obere/untere Abschätzung als Fehler miteinbezogen. Die Abbildung 4.34 zeigt das Ergebnis der Mittelung und den nun groß erscheinenden Fehler oberhalb von 1 GeV. Da im Rahmen dieser Fehler es nicht mehr sinnvoll ist, zwischen Teleskop #1 und #2 zu unterscheiden, werden, wie zuvor in der Simulation mit erweitertem Gehäuse, die Ergebnisse beider Teleskope der Simulation mit dem Kugelmodell zusammen ausgewertet. Das finale Ergebnis für SEPT-E auf STEREO-A ist in Abbildung 4.35 gezeigt. Im nominellen Messbereich hat die Mittelung keinen Effekt auf die Geometriefaktoren.

In den Abbildungen 4.36 und 4.37 sind die finalen Response-Matrizen des SEPT-E auf STEREO-A für Protonen gezeigt. Sie gelten für beide Teleskope. Signifikante Unterschiede zu den vorherigen Matrizen 4.25 und 4.26 sind nicht zu erkennen. Wie bereits festgestellt wurde, gibt es in den seitlichen Matrizen bei hohen Energien E_p größere Beiträge in den untersten Energie-Bins des SEPT.

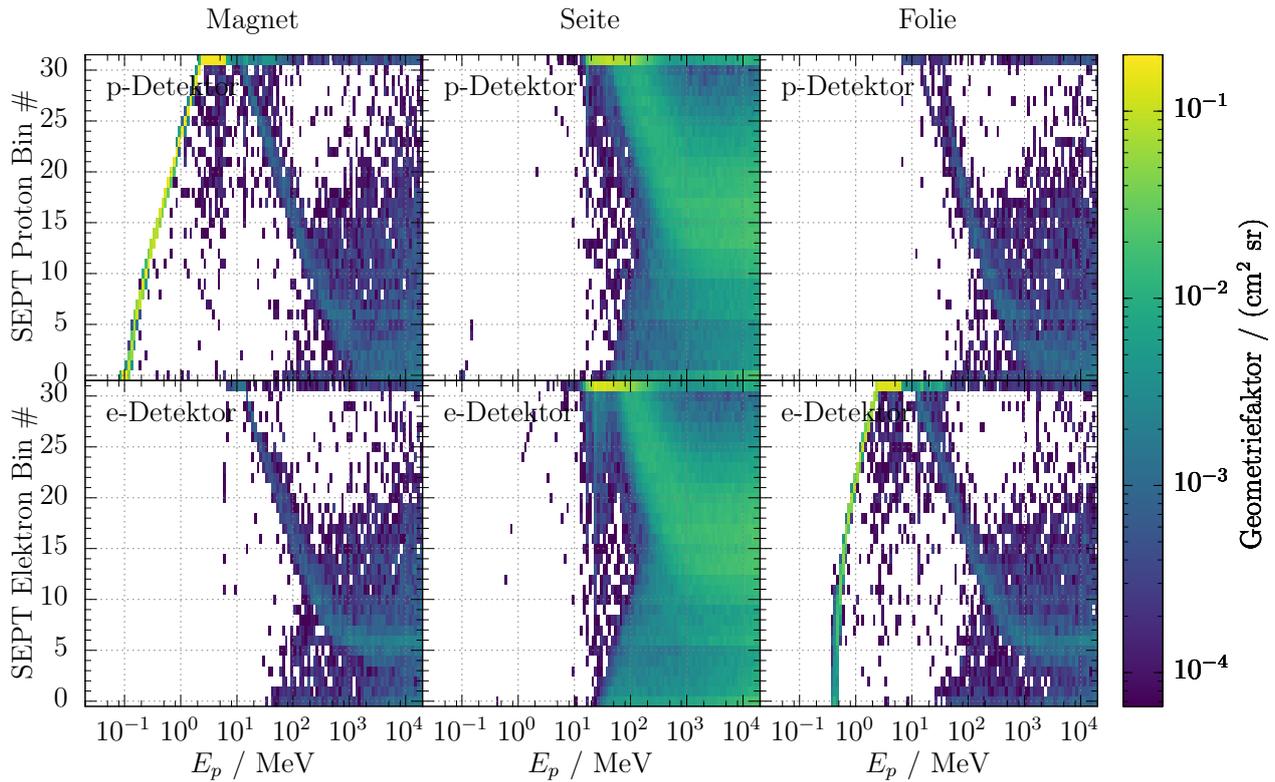


Abbildung 4.37.: Finale Response-Matrizen des STEREO-A SEPT-E für Protonen einzeln aufgetragen für Teilchen aus der Magnetrichtung, der Folienrichtung und von der Seite. Die Summe dieser Matrizen ergibt die Response-Matrix in Abbildung 4.36.

4.7. Simulation: Elektronen, 20 keV - 20 MeV, STEREO-A-SEPT-E-Modell

Neben den bisher gezeigten Simulationsergebnissen für Protonen wurde jedes Modell auch mit Elektronen simuliert. In diesem Teil wird exemplarisch das finale Ergebnis der Simulation mit dem S/C-Kugelmodell für Elektronen präsentiert. Es wurde genauso ausgewertet wie zuvor das Ergebnis der Protonen-Simulation. Die Parameter der Simulation mit Elektronen sind:

Modell	Teilchenart	Quellen-Radius	Anzahl Teilchen	E_{\min}	E_{\max}
Erweitertes Modell + S/C-Kugel	Elektronen	$r_Q = 90$ mm	$N = 10^9$	20 keV	20 MeV

Die Abbildungen 4.38 bis 4.40 zeigen das Simulationsergebnis auf bekannte Weise. Zunächst ist in den Abbildungen 4.38 und 4.40, die das Simulationsergebnis des Teleskops #1 zeigen, zu erkennen, dass Elektronen keine so deutlichen Strukturen über dem ϑ -Winkel, der Primärenergie oder der deponierten Energie zeigen. Der nominelle Messweg für Elektronen ist die Gruppe „e-Detektor Folie“. Der Hauptteil dieser Gruppe liegt in Abbildung 4.38 zwar noch auf einer Diagonalen, auf der $E_d = E_p$ gilt, es gibt jedoch auch im nominellen Messbereich deutliche Abweichungen in Form von Elektronen, die valide Treffer in niedrigeren Bins erzeugen. Seitliche Elektronen geben große Beiträge ab Primärenergien von ca. 1 MeV. Ihre deponierten Energien

in Abhängigkeit von E_p zeigen kaum eine Struktur, die man weiter untersuchen könnte. Auch über ihrem Richtungswinkel ϑ (Abb. 4.40) sind die Events weniger strukturiert verteilt als die Protonen. Die Verteilung valider Treffer für Elektronen zwischen 60° und 120° zeigt im Gegensatz zu den Protonen keine so deutliche Verteilung, die dem geometrischen Ansprechbereich der Lücke zwischen den Detektoren entspricht. Für den p-Detektor gibt es zwar ein Maximum bei 100° , es fällt jedoch viel flacher ab und ist auch nicht so klar definiert wie bei den Protonen. Der e-Detektor sieht oberhalb von 90° fast gleichmäßig viele Teilchen bis zum nominellen Bereich (e-Detektor Folie). Mit Richtungswinkeln unterhalb von 90° werden weniger valide Treffer gezählt, hier befindet sich für das Teleskop #1 das Gehäuse des erweiterten Modells, das die beiden Teleskope verbindet (s. Abb. 4.29 links). Eine Simulation des Einzelteleskops mit Elektronen zu höheren Energien hat gezeigt, dass erst ab ca. 40 MeV die validen Treffer seitlicher Elektronen eine ϑ -Verteilung aufweisen, die dem geometrischen Ansprechbereich der Lücke zwischen den Detektoren entspricht. Dies sind Energien, die in SEP-Events kaum erreicht werden, weswegen hier auch nur bis 20 MeV simuliert wurde.

Dass die Strukturen so aufgeweicht und wenig aussagekräftig sind, liegt daran, dass die leichten Elektronen im Gegensatz zu den schweren Protonen an Materie stärker gestreut werden. So könnten Elektronen zu den Detektoren hin gestreut werden und valide Treffer erzeugen, während Protonen aus gleicher Richtung keinen validen Treffer erzeugen. Außerdem können Elektronen aus dem Detektor herausgestreut werden, bevor sie ihre gesamte Energie deponiert haben. Daher sind auch in der nominellen Gruppe mehr Events vorhanden, die unter der Diagonalen $E_d = E_p$ liegen (für die $E_d < E_p$ gilt).

Die starke Streuung der Elektronen macht es schwerer, sie nach ihrem ϑ -Richtungswinkel in Gruppen einzuteilen. In Abbildung 4.40 ist oben zu erkennen, dass die Verteilung der nominell gemessenen Elektronen auch unter 154° noch nicht ganz abgeklungen ist. Dies können Elektronen sein, die von der Apertur in den Detektor gestreut werden. In der Abbildung 4.38 liegen die meisten dieser Events nahe der nominellen Diagonalen. Um die Vergleichbarkeit mit den Protonen-Simulationen zu bewahren, werden die Winkelbereiche für Elektronen hier nicht angepasst.

Die resultierenden Geometriefaktoren für Elektronen sind in Abbildung 4.39 gezeigt. Aufgrund der Beiträge nomineller Elektronen in niedrigeren Energie-Bins steigt ihr Faktor bis ca. 300 keV auf bis 0,0158 cm sr an. Ab 400 keV gibt es wie erwartet wenige Elektronen, die durch das Magnetfeld gelangen können und auf dem p-Detektor gemessen werden (p-Detektor Magnet). Ab 2 MeV haben Elektronen auch auf dem ihrer Richtung abgewandten Detektor wie die Protonen einen kleinen Beitrag (p-Detektor Folie & e-Detektor Magnet). Wie bei den Protonen dominieren ab einer bestimmten Energie – hier etwa 1 MeV – die Teilchen von der Seite und erreichen einen deutlich höheren Geometriefaktor als der nominelle Messweg. Zwischen den Simulationen mit und ohne S/C-Einfluss zeigt sich, dass der Geometriefaktor seitlicher Teilchen im simulierten Energiebereich mit S/C-Einfluss geringer ist.

Die Abbildungen 4.41 und 4.42 zeigen die Response-Matrizen, die aus der Elektronen Simulation für SEPT-E auf STEREO-A kompiliert wurden. Der nominelle Messweg ist durch die Matrix „e-Detektor Folie“ repräsentiert. Wäre das SEPT ein ideales Instrument, sollten nur die diagonalen Elemente Beiträge in die Energie-Bins geben. Während dies in den Response-Matrizen für Protonen zumindest im nominellen Energiebereich in guter Näherung gegeben ist, kann davon für Elektronen nicht die Rede sein. Ein Elektron mit einer Energie E_p kann in den meisten Energie-Bins $< E_p$ der e-Detektoren einen validen Treffer erzeugen. Die totale, aber auch schon die nominelle (e-Detektor Folie) Response-Matrix für Elektronen gleicht eher einer

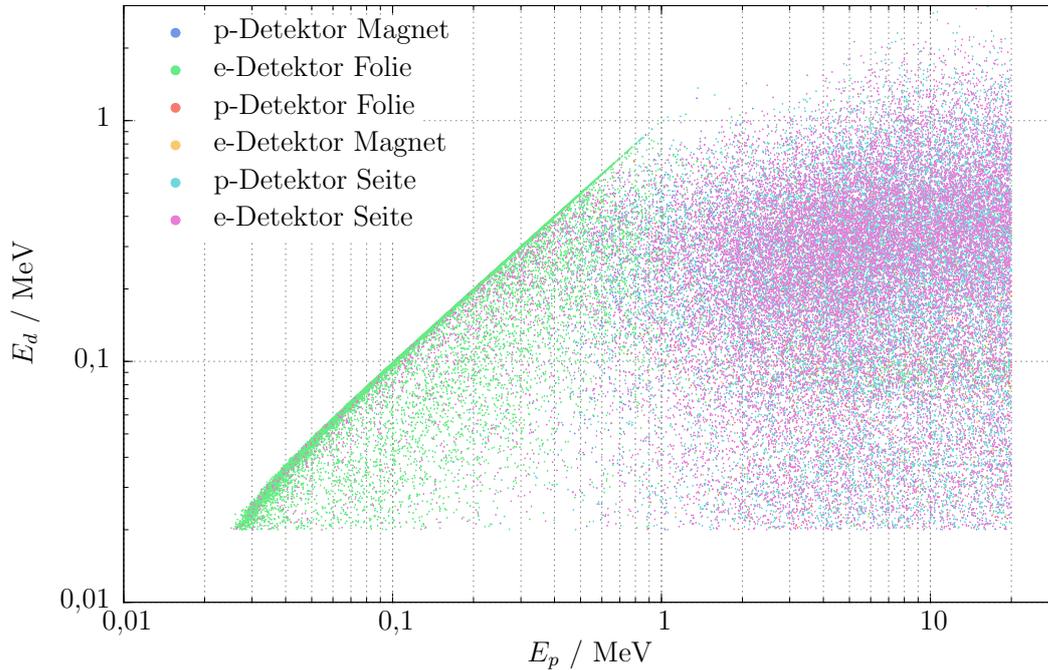


Abbildung 4.38.: Gültige Treffer des Simulationsdurchlaufs für Elektronen, aufgetragen mit der Startenergie E_p des Primärteilchens und der im Detektor insgesamt durch dieses Event deponierten Energie E_d .

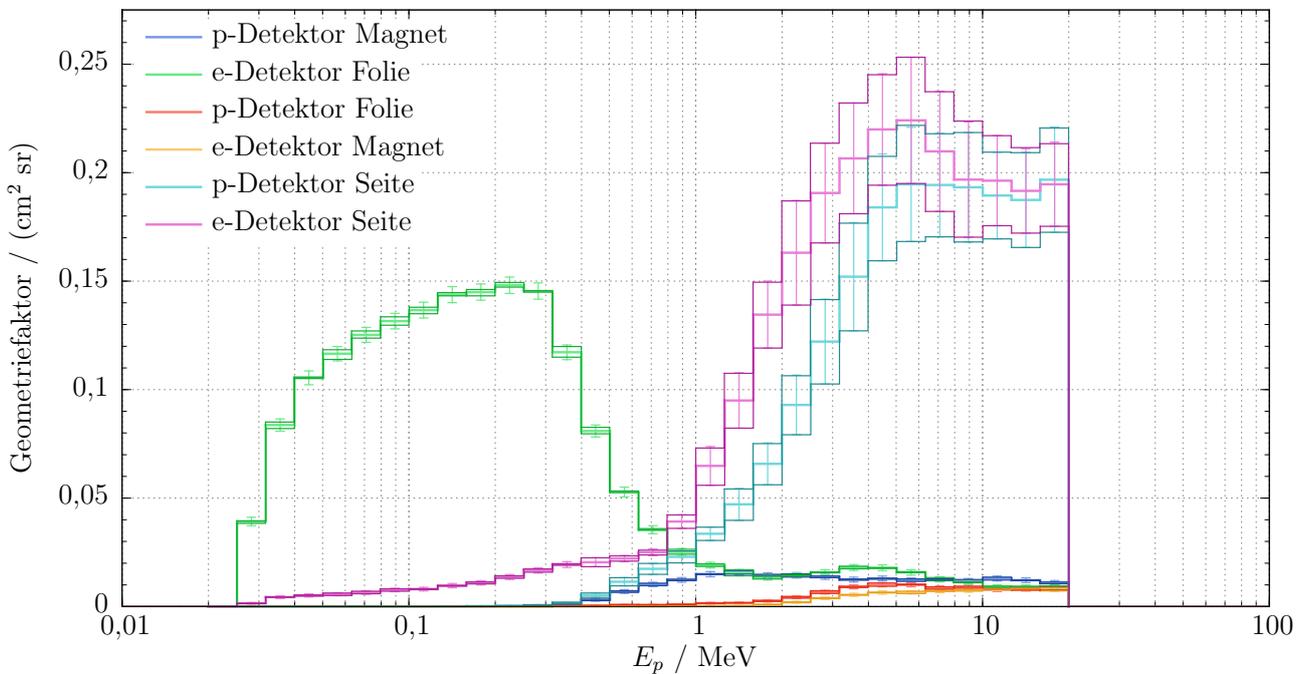


Abbildung 4.39.: Aus den Simulationen mit S/C-Kugelmodell und erweitertem Gehäuse gemittelter Geometriefaktor: der finale Geometriefaktor für SEPT-E auf STEREO-A. In den dunklen Farben ist der Geometriefaktor der Simulationen mit S/C-Kugelmodell und erweitertem Gehäuse aufgetragen. Diese werden als obere und untere Grenzen angenommen.

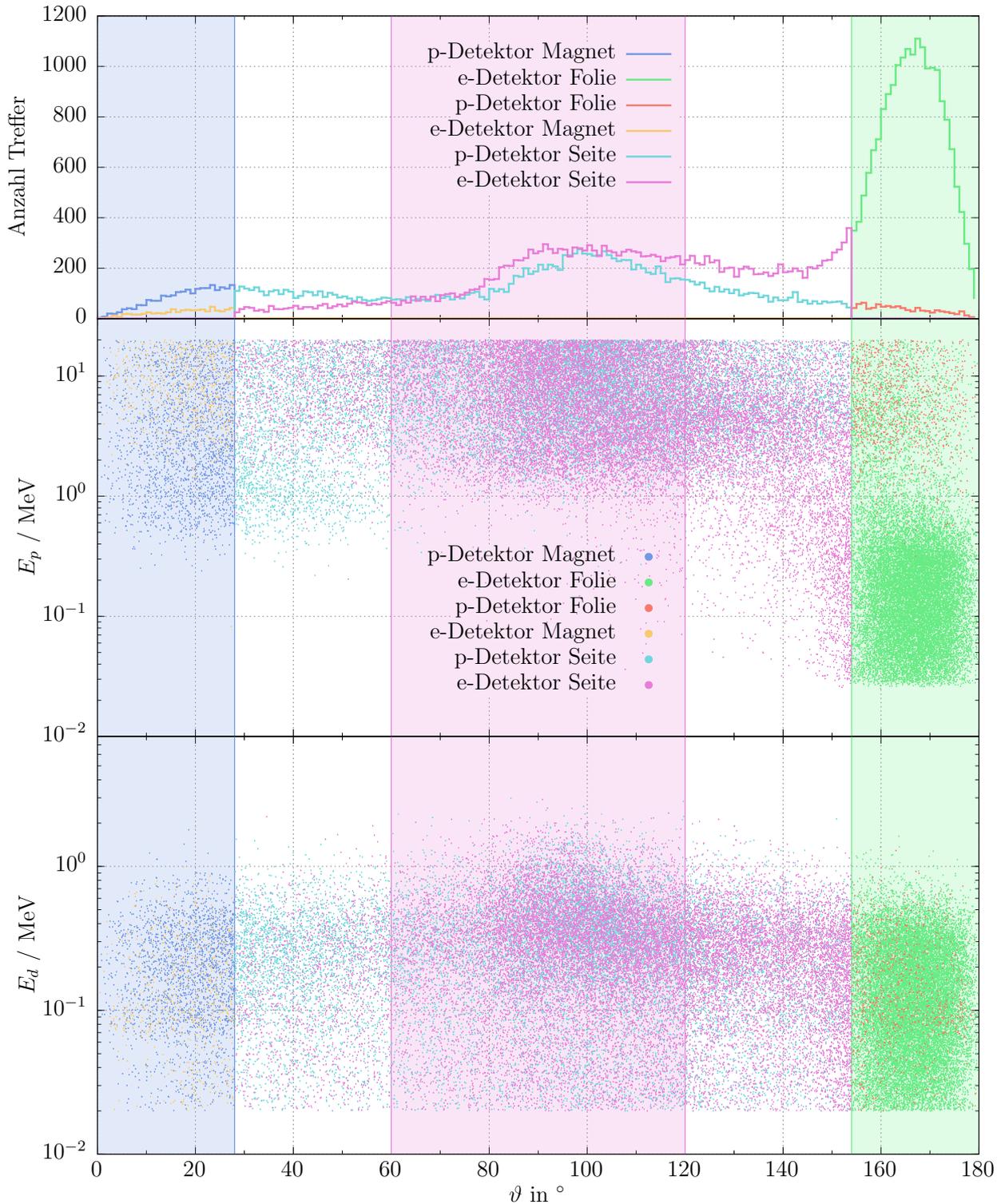


Abbildung 4.40.: **Oben:** Histogramm über die Anzahl detektierter Teilchen des Teleskops #1 in Bezug auf ihren ϑ -Winkel. **Mitte:** Gültige Treffer des Simulationsdurchlaufs, aufgetragen mit dem ϑ -Winkel des Primärteilchens über der Startenergie E_p des Primärteilchens. **Unten:** Gültige Treffer, aufgetragen mit der im Detektor deponierten Energie E_d .

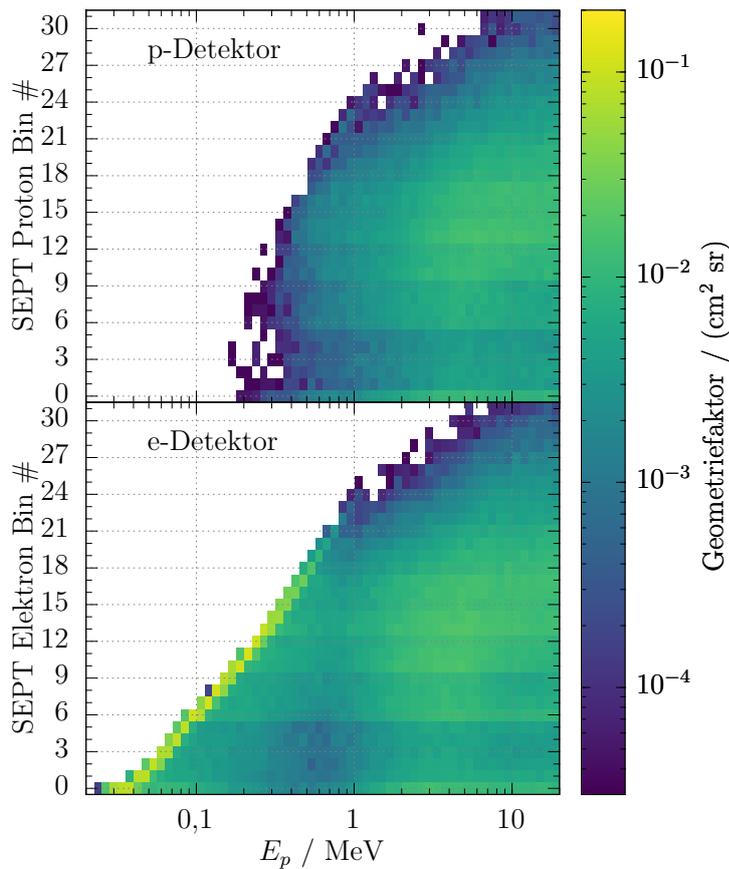


Abbildung 4.41: Finale Response-Matrix des STEREO-A SEPT-E für Elektronen aus Mittelung über Ergebnisse der Simulationen mit dem S/C-Kugelmodell und dem erweitertem Gehäuse.

Dreiecksmatrix als einer diagonalen. Für Elektronen ist daher das Angeben eines Geometriefaktors pro Bin auch ohne den Einfluss seitlicher Teilchen und Teilchen oberhalb des nominellen Energiebereichs schwieriger und eine stärkere Näherung als für Protonen.

Der Beitrag seitlicher Elektronen ist signifikant ab ca. 1 MeV Primärenergie und macht in diesem Bereich am meisten aus. Die höchsten Beiträge seitlicher Teilchen gibt es in den Energie-Bins von #5 bis #20, sowohl für den e-, als auch für den p-Detektor. Die hohen Energie-Bins des p-Detektors oberhalb von Bin #25 ($> 1,1$ MeV) erhalten aus der Magnetrichtung und aus der Folienrichtung praktisch keinen Beitrag von Elektronen. Nur seitliche Teilchen > 4 MeV geben einen geringen Beitrag in diesen Bins. Diese Protonen-Bins sind daher am wenigsten durch Elektronen-Events betroffen und geben die verlässlichsten Messdaten.

Mit diesem Ergebnis wird das Simulations-Kapitel hier abgeschlossen. Neue Erkenntnisse über den Einfluss seitlicher Elektronen und Protonen auf die nominellen Messungen konnten gewonnen und quantifiziert werden. Das Ergebnis sind neue Response-Matrizen des SEPT für Elektronen und Protonen, die den Einfluss des Satelliten beachten und mit denen nun theoretische Zählraten berechnet werden können. Eine offene Frage dabei ist, ob und wie sich der Einfluss seitlicher Teilchen bei realen Spektren zeigt, z. B. während SEP-Events. Im folgenden Kapitel werden mit solchen Spektren berechnete Zählraten mit realen Messdaten verglichen.

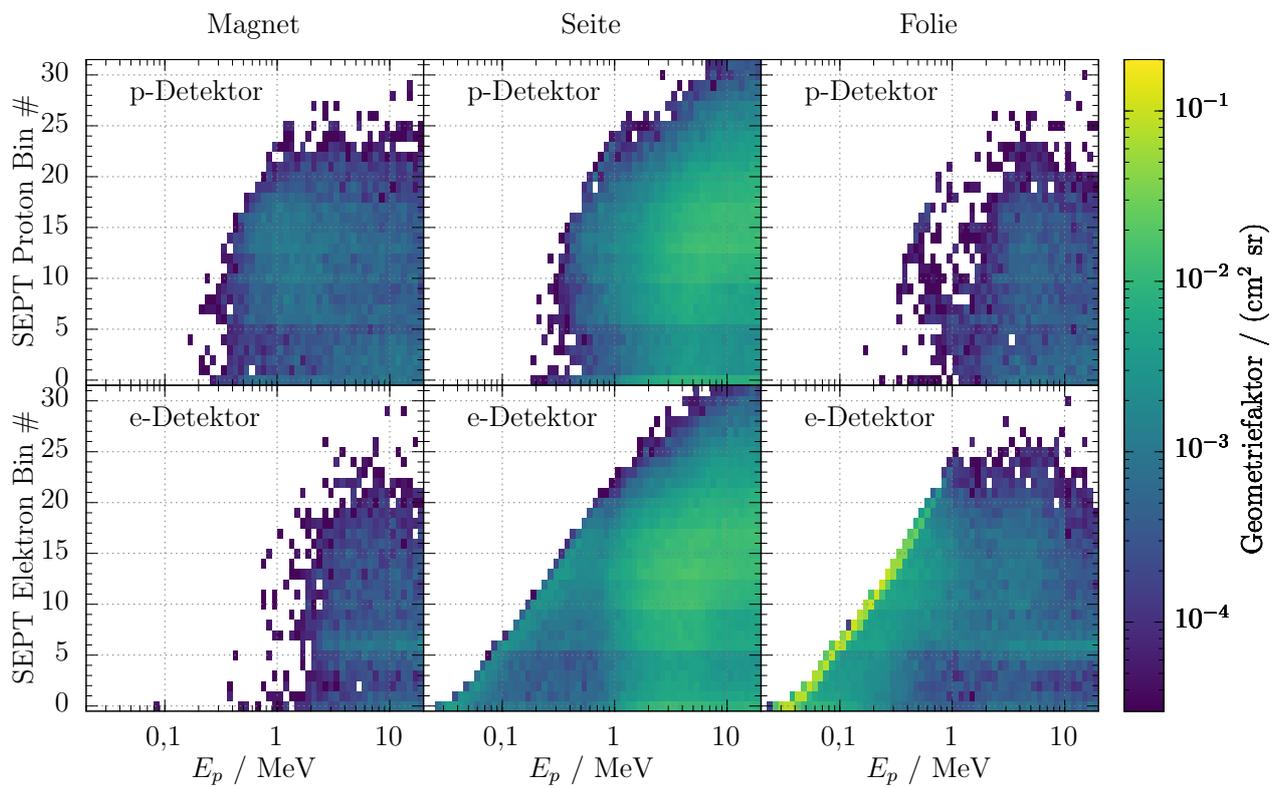


Abbildung 4.42.: Finale Response-Matrizen des STEREO-A SEPT-E für Elektronen, einzeln aufgetragen für Teilchen aus der Magnetrichtung, der Folienrichtung und von der Seite. Die Summe dieser Matrizen ergibt die Response-Matrix in Abbildung 4.41.

5. Anwendung der Response-Matrizen

Das Resultat der im letzten Kapitel vorgestellten GEANT-Simulationen des SEPT sind die neuen Response-Matrizen des Instruments für Protonen und Elektronen. Diese Matrizen kommen in diesem Kapitel nun zum Einsatz.

5.1. Berechnung von GKS Hintergrund-Zählraten

Die neuen Protonen-Simulationen haben gezeigt, dass Protonen mit Energien > 60 MeV, die seitlich auf das Instrument treffen, valide Treffer in allen Energie-Bins des SEPT produzieren. Eine Teilchenpopulation, die mit solch hohen Energien auf das reale Instrument trifft und valide Treffer in den echten Messdaten erzeugen kann, ist die galaktische kosmische Strahlung (GKS). Sie trifft des Weiteren isotrop auf das Instrument, sodass die aus der Simulation hervorgegangenen isotropen Response-Matrizen ohne Einschränkung zur Berechnung theoretischer Zählraten durch die GKS verwendet werden können. Diese Zählraten lassen sich anschließend mit echten Messdaten des Instruments vergleichen. Weil das Instrument auch solare energiereiche Teilchen misst und die Intensitäten der GKS gering sind gegenüber den Intensitäten dieser Art Teilchen, kann der Vergleich nur zu ruhigen Zeiten und demnach im solaren Minimum geschehen. Zunächst wird ein GKS-Protonenspektrum benötigt, das in die Berechnung der theoretischen Zählraten eingeht.

5.1.1. Eingangsspektrum: GKS-Spektrum im solaren Minimum

Das Eingangsspektrum von Protonen der GKS in Erdnähe wird über die Force-Field-Solution-Näherung (FFS) (Gleichung (2.1)) bestimmt. Diese benötigt zur Berechnung eines GKS Protonenspektrums den zeitabhängigen solaren Modulationsparameter Φ und das lokale interstellare Spektrum (LIS). Für das LIS wird das in Teil 2.2.1 beschriebene Modell (Gleichung 2.2) verwendet. Das einzige solare Minimum, für das SEPT-Messdaten zur Verfügung stehen, ist das solare Minimum von 2008 bis 2010 zwischen den solaren Zyklen 23 und 24. Die monatlichen Modulationsparameter, die für diesen Zeitraum verwendet werden, wurden aus PAMELA-Messdaten bestimmt und an das LIS-Modell angepasst [18, 17]. Die hier verwendeten Parameter sind im Anhang in der Tabelle A.1 aufgelistet. Abbildung 5.1 zeigt mit diesen Parametern berechnete GKS-Protonenspektren für einige Monate im Zeitraum des solaren Minimums. Zur Bestimmung theoretischer Zählraten werden die Spektren von 10 MeV bis 20 GeV mit den Protonen-Response-Matrizen aus Abbildung 4.36 verrechnet. Die obere Energiegrenze von 20 GeV wird gewählt, weil die Response-Matrix nur bis zu dieser Energie bekannt ist. Diese Grenze beeinträchtigt das Ergebnis jedoch nicht, da Beiträge von Protonen bei 20 GeV aufgrund der geringen Intensität des Spektrums bei dieser Energie vernachlässigbar sind. Die untere Grenze von 10 MeV wurde gewählt, da die FFS zu niedrigeren Energien keine gute Näherung des GKS-Protonenspektrums mehr ist. Der größte Beitrag zu den berechneten Zählraten ist durch

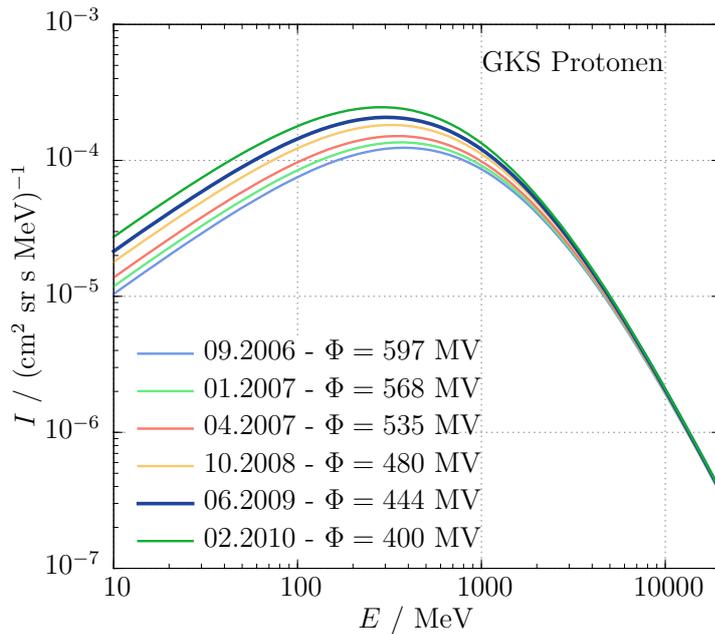


Abbildung 5.1: Force-Field Protonenspektren für eine Auswahl an Monaten von 2006 bis 2010, berechnet mit monatlichen Modulationsparametern Φ , die aus PAMELA-Daten rekonstruiert wurden.

seitlich auf das Instrument treffende Teilchen zu erwarten, da das Maximum der FFS-Spektren zwischen 100 MeV und 1 GeV liegt.

5.1.2. Berechnete GKS-Zählraten im Vergleich mit Level-2 SEPT-Messdaten

Zum Vergleich werden für jeden Monat passende Messdaten zu Zeiten benötigt, in denen keine SEP-Events auftreten und nur ein konstanter Hintergrund gemessen wird. Dafür werden für jeden Monat im solaren Minimum aus den Messdaten mindestens zwei oder mehr aufeinanderfolgende Tage ausgewählt, die diese Bedingung erfüllen, und ein Mittelwert der Zählraten dieser Tage gebildet, der im folgenden Vergleich den Monat repräsentiert. Es ist allerdings nicht für alle Monate möglich, ruhige Zeiten zu finden. Für den Vergleich werden nur die verlässlichen Level-2 Daten ab Bin #4 verwendet.

Im Folgenden wird exemplarisch ein Vergleich der theoretisch berechneten Zählraten mit den Messdaten von SEPT-E auf STEREO-A für den Juni 2009 durchgeführt. In der Abbildung 5.2 ist im linken Graphen die berechnete Zählrate C_p des p-Detektors zusammen mit den Level-2 Messdaten des SUN- und ASUN-Teleskops für diesen Monat aufgetragen. Die verfügbaren Level-2 Messdaten reichen von Protonen-Bin #4 bis Bin #30. Die gezeigten Zählraten gelten dabei pro Bin und sind daher von Bin zu Bin aufgrund unterschiedlicher Energiebreiten nicht vergleichbar. Im rechten Graphen wurden die Zählraten der Bins jeweils durch die Bin-Breite geteilt und über dem geometrischen Mittel des Bins aufgetragen, sodass sie nun untereinander vergleichbar sind. Da zur Auswertung der SEPT-Daten für Protonen ein über alle Bins konstanter Geometriefaktor verwendet wird, entspricht die spektrale Form der gemessenen Zählraten des rechten Graphen auch der Form des Intensitätsspektrums, das man durch Auswertung der Level-2 Messdaten erhält.

In der genannten Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass ab Bin #17 (> 440 keV) die mit dem GKS-Spektrum berechneten Zählraten gut im Rahmen des Fehlers mit den gemessenen Zählraten übereinstimmen und dass die Messdaten beider Richtungen (SUN & ASUN) in die-

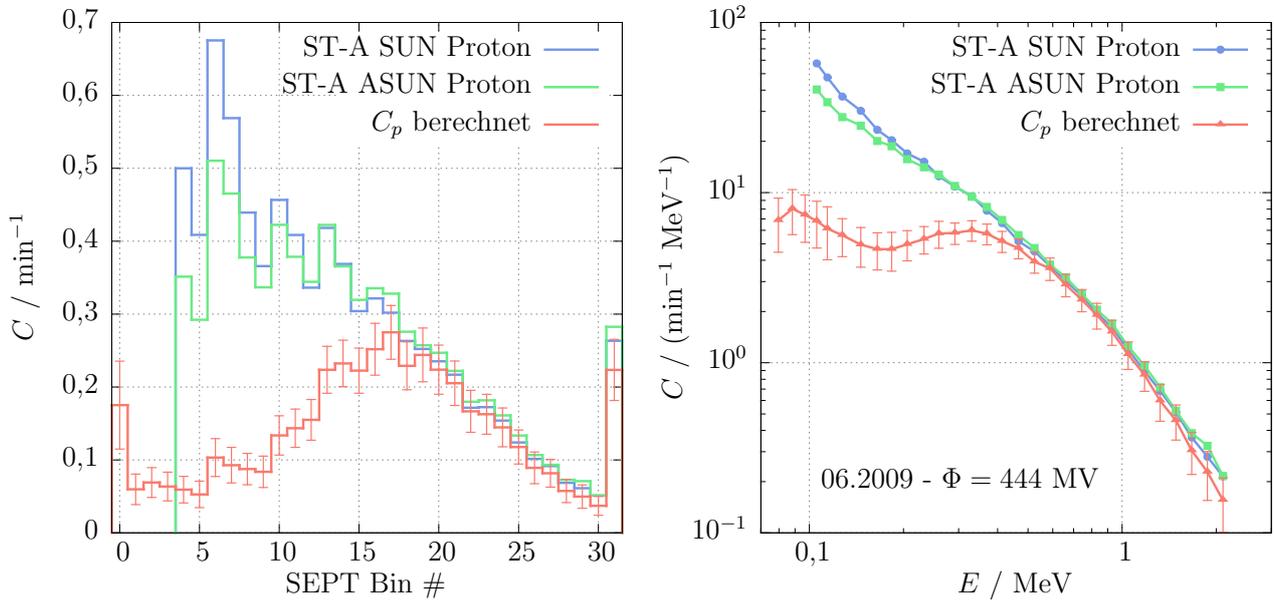


Abbildung 5.2.: Vergleich der Level-2 Protonen-Messdaten (Bin #4 bis #31) des SEPT-SUN- und ANTI-SUN-Teleskops auf STEREO-A mit den mittels FFS und der finalen Response-Matrix des SEPT-E auf STEREO-A berechneten Zählraten C_p des Protonen-Detektors (rechts: Bin #1 bis #30).

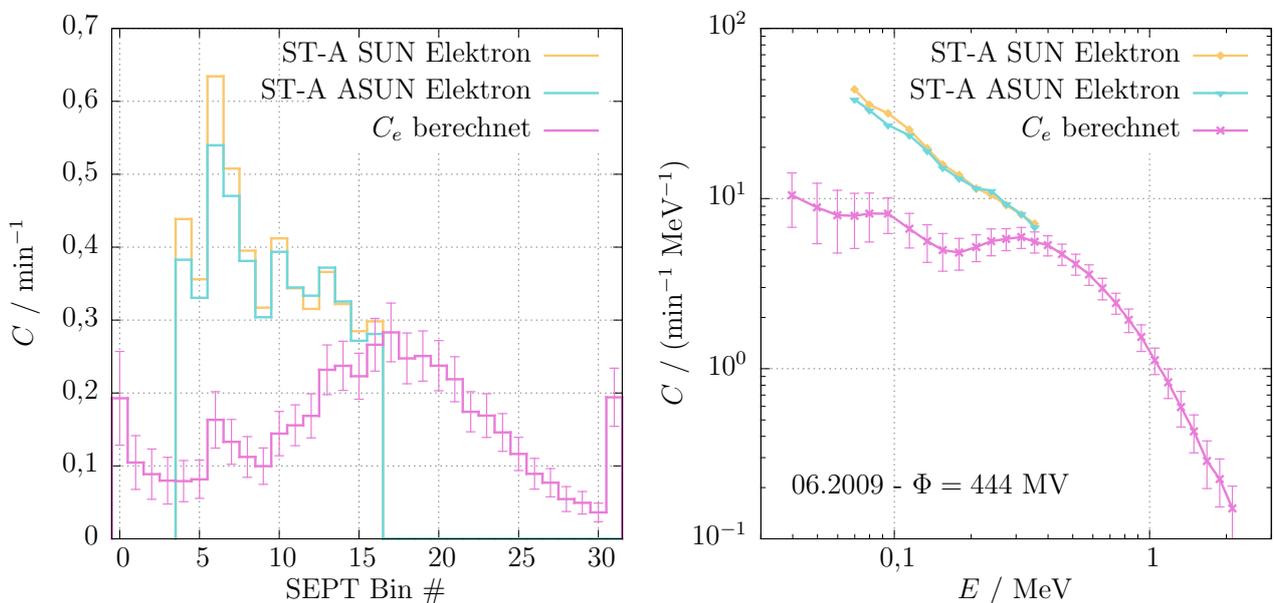


Abbildung 5.3.: Vergleich der Level-2 Elektronen-Messdaten (Bin #4 bis #16) des SEPT-SUN- und ANTI-SUN-Teleskops auf STEREO-A mit den mittels FFS und der finalen Response-Matrix des SEPT-E auf STEREO-A berechneten Zählraten C_e des Elektronen-Detektors (rechts: Bin #1 bis #30).

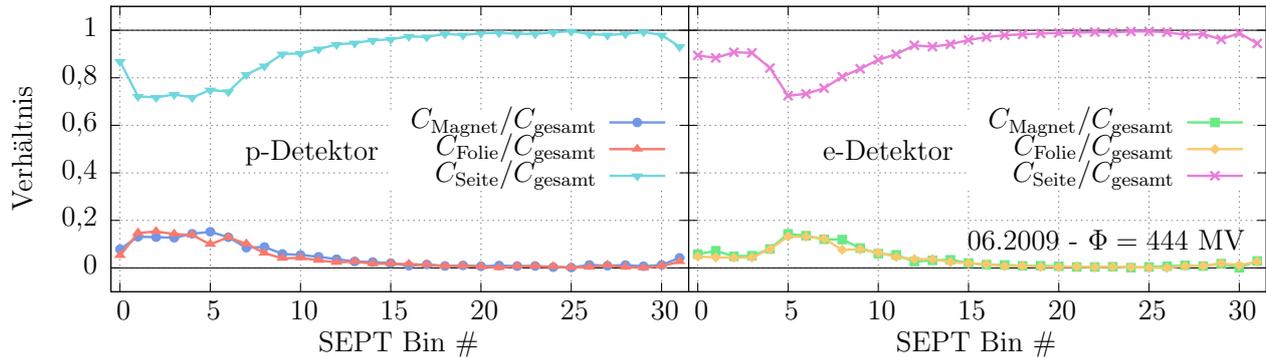


Abbildung 5.4.: Anteil von Teilchen aus den ϑ -Winkelbereichen „Magnet“, „Folie“ und „Seite“ an der gesamten mittels FFS berechneten Zählrate. **Links:** p-Detektor. **Rechts:** e-Detektor.

sem Bereich miteinander übereinstimmen. Für Hintergrund-Zählraten, die durch isotrope GKS verursacht werden, würde man dies auch erwarten. Unterhalb von Bin #17 divergiert die berechnete Zählrate von den Messdaten. Hier liegen die gemessenen Zählraten deutlich höher und zeigen eine Richtungsabhängigkeit mit leicht höheren Zählraten im SUN-Teleskop. Dies sind „echte“ Teilchen, die mit Energien im nominellen Bereich gemessen werden. Der Verlauf der berechneten Zählraten erinnert stark an den Verlauf der Energiedeposition seitlicher Teilchen in Abbildung 4.33 rechts. Deshalb werden nun auch die einzelnen Matrizen aus Abbildung 4.37 verwendet, um die Beiträge aus den drei Winkelbereichen zu der berechneten Gesamt-Zählrate zu bestimmen. Das Resultat ist die Abbildung 5.4 links, in der die Verhältnisse der berechneten Zählraten aus den drei Winkelbereichen (Magnet, Seite, Folie) zur berechneten Gesamt-Zählrate (Magnet + Folie + Seite) aufgetragen sind. Man erkennt, dass sich die berechneten Zählraten in den oberen Bins, in denen C_p in Übereinstimmung mit den Messdaten ist, vollständig durch seitlich auf das Teleskop treffende Teilchen ergeben. In den unteren Bins ist der Beitrag der Protonen, die in den nominellen Winkelbereichen auftreffen, nicht größer als 30 %.

Zieht man nun die theoretischen Zählraten C_p durch die GKS von den Messdaten ab, korrigiert man die Messdaten um den GKS-Hintergrund. Dies wurde in Abbildung 5.5 links durchgeführt. Dadurch wird das resultierende Spektrum steiler. Ab Bin #19 (> 550 keV) sind die Messdaten vollständig durch die berechneten Zählraten erklärt, sodass die korrigierten Zählraten im Rahmen des Fehlers verschwinden.

In den Abbildungen 5.3, 5.4 rechts und 5.5 rechts sind die entsprechenden Ergebnisse für den e-Detektor gezeigt. Der Beitrag seitlicher Protonen zum e-Detektor ist im Energiebereich der GKS-Protonen vergleichbar mit dem Beitrag zum p-Detektor (s. Abb. 4.37). Da der Beitrag zum e-Detektor auch überwiegend durch seitliche Teilchen entsteht (s. Abb. 5.4 rechts), sind die berechneten Zählraten des e-Detektors fast identisch zu den Zählraten des p-Detektors, die zuvor gezeigt wurden. Leider enthalten die Level-2 Messdaten nur Zählraten der e-Detektoren von Bin #2 bis Bin #16, weswegen der interessante Bereich ab Bin #17 nicht verglichen werden kann. Wenn sich die Elektronen-Zählraten der nicht verfügbaren Bins aber wie die Protonen-Messdaten verhalten und sie ihren Verlauf in den nicht verfügbaren Bins fortsetzen, sind die berechneten Zählraten in Übereinstimmung.

In Abbildung 5.6 sind die berechneten und gemessenen Zählraten der p- und e-Detektoren noch einmal zusammen aufgetragen. Hier wird deutlich, dass die GKS zu identischen Zählraten im e- und p-Detektor führt, wenn man zum Vergleich die mittlere Energie des Bins heranzieht.

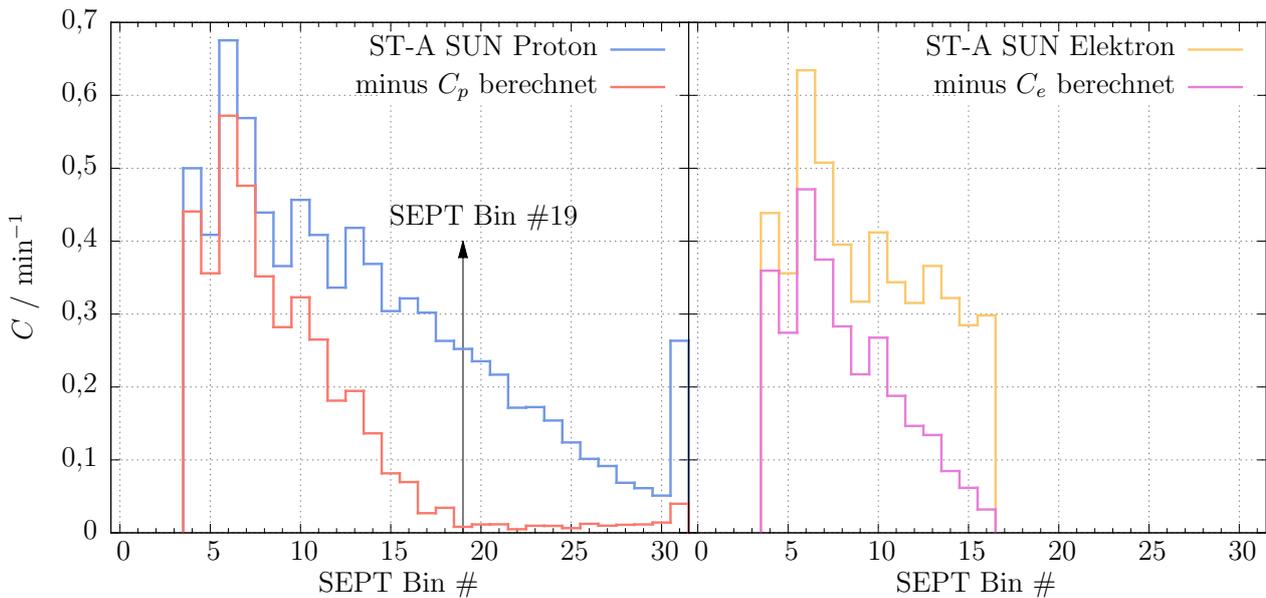


Abbildung 5.5.: Level-2 Zählraten des SEPT-SUN-Teleskops auf STEREO-A für den Juni 2009, aufgetragen abzüglich der mittels GKS-Spektrum berechneten Zählraten. **Links:** p-Detektor. **Rechts:** e-Detektor.

Darunter in Abbildung 5.7 ist die in Abbildung 5.5 gezeigte Korrektur für beide Detektoren zusammen abgebildet. Sie ist für Protonen/Elektronen bis Bin #16/#15 aufgetragen, da die Fehlerbalken der Korrektur in diesem logarithmischen Graphen in den höheren Bins zu negativen Zählraten reichen. Da der Geometriefaktor nomineller Protonen konstant ist, entspricht der gezeigte Verlauf der korrigierten Protonen-Zählraten dem Verlauf des Intensitätsspektrums. Das korrigierte Spektrum ist deutlich flacher als das resultierende Spektrum, würde man die Messdaten ohne Korrektur auswerten.

Nach dieser Untersuchung können die zu ruhigen Zeiten gemessenen Zählraten des SEPT im solaren Minimum durch GKS, die seitlich in das Detektorsystem gelangt, erklärt werden. Das bedeutet insbesondere, dass für diese Messdaten $E_d = E_p$ absolut nicht gilt und, dass diese Daten nicht ohne eine Korrektur verwendet werden können.

5.1.3. Verlauf der Zählraten im solaren Minimum

Im Verlauf des solaren Minimums von 2007 bis 2010 verringerte sich die solare Aktivität, wodurch die maximale Intensität der GKS in Erdnähe leicht anstieg. Dies spiegelt sich in einem verringerten solaren Modulationsparameter Φ wieder (s. Abbildung 5.1). Dadurch steigen auch die berechneten Zählraten im solaren Minimum an. Diese lassen sich jetzt über einen längeren Zeitraum monatlich mit Messdaten vergleichen. Der Vergleich wird in der Abbildung 5.8 gezeigt. Der leichte Anstieg der berechneten Zählraten ist gut zu erkennen. Im linken Graphen zeigen auch die Protonen-Messdaten diesen Anstieg. Da die Zählrate in Bin #20, wie zuvor gezeigt, durch GKS erklärt werden kann, liegen die Verläufe im Rahmen des Fehlers übereinander. Im rechten Graphen kann zum Vergleich mit Elektronen-Messdaten höchstens Bin #16 herangezogen werden, weshalb die Zählraten hier nicht gut aufeinander liegen. Der Anstieg ist jedoch auch in dieser Messung zu erkennen und stimmt mit dem Anstieg der berechneten

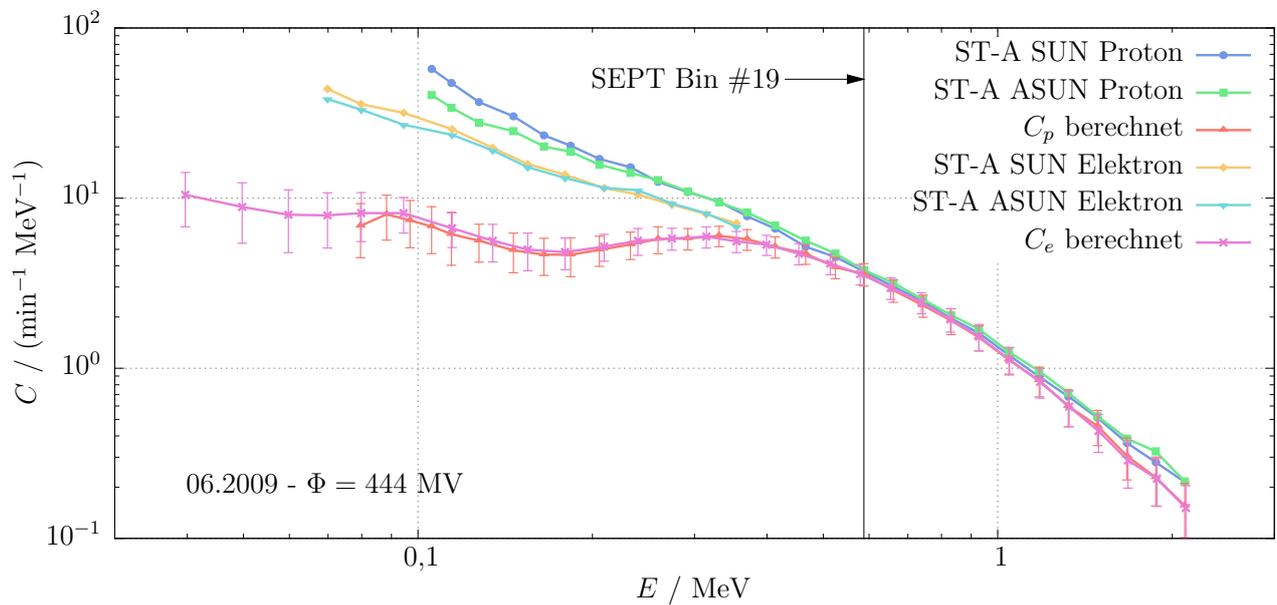


Abbildung 5.6.: Mittels GKS-Spektrum berechnete Zählraten C_p und C_e des p- und e-Detektors (Bin #1 bis #30), zusammen aufgetragen mit den Level-2 Messdaten (Protonen: Bin #4 bis #30, Elektronen: Bin #4 bis #16) des SEPT-SUN- und ANTI-SUN-Teleskops auf STEREO-A für den Juni 2009.

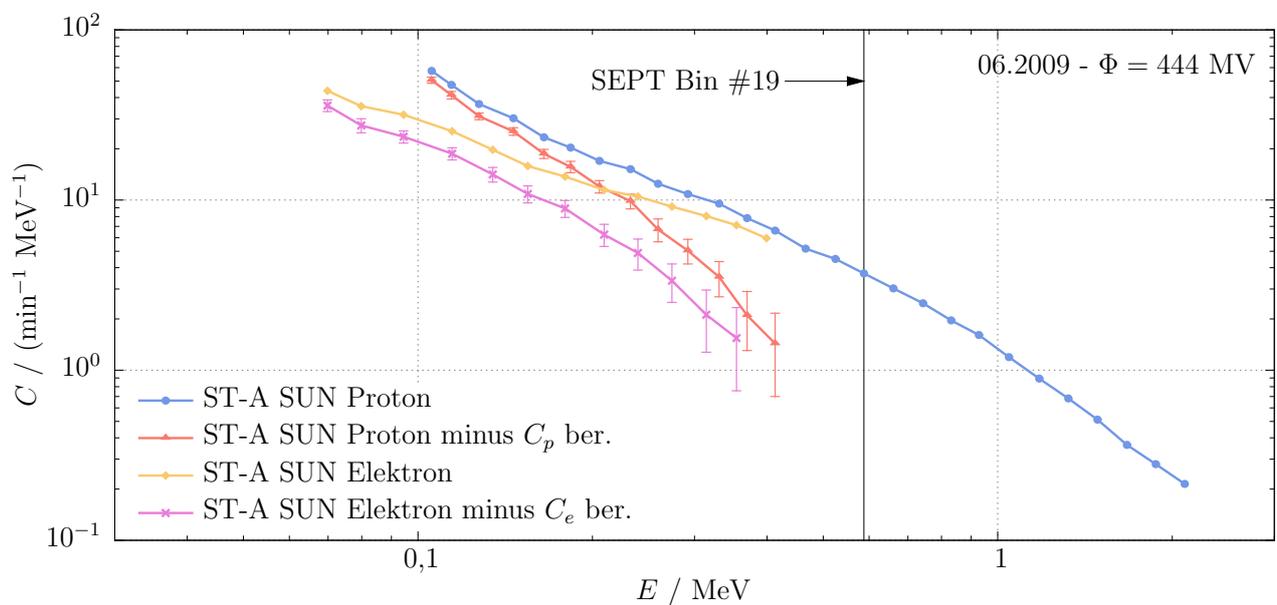


Abbildung 5.7.: Level-2 Zählraten des SEPT-SUN- und ANTI-SUN-Teleskops auf STEREO-A für den Juni 2009, aufgetragen abzüglich der mittels GKS-Spektrum berechneten Zählraten C_p und C_e des p- und e-Detektors.

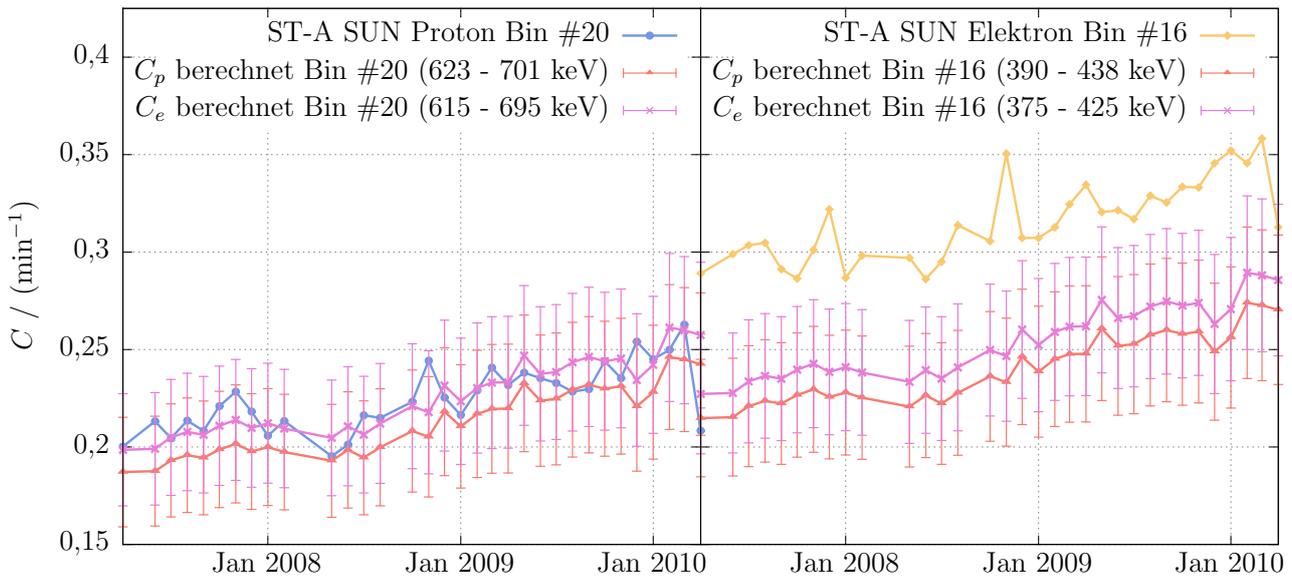


Abbildung 5.8.: Mittels GKS-Spektrum im solaren Minimum von April 2007 bis 2010 monatlich berechnete Zählraten C_p und C_e des p- und e-Detektors, zusammen aufgetragen mit Level-2 Messdaten des SUN-Teleskops auf STEREO-A. **Links:** Zählraten des Bins #20 zusammen mit Protonen Messdaten. **Rechts:** Zählraten des Bins #16 (höchstes Bin mit verfügbaren Level-2 Elektronen-Messdaten) zusammen mit Elektronen Messdaten.

Zählraten überein. Die monatlichen Schwankungen der Messdaten haben ihren Ursprung in der Auswahl geeigneter ruhiger Tage, denn es war nicht für jeden Monat möglich, eine zuverlässige Hintergrund-Zählrate zu bestimmen.

Dass die gemessenen Zählraten in Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten ansteigen, zeigt, dass sie nicht nur z. B. durch elektronisches Rauschen erzeugt werden und zufällig mit den berechneten Zählraten übereinstimmen, sondern dass die GKS-Strahlung für die Hintergrund-Zählraten verantwortlich ist.

5.2. Untersuchung eines SEP-Events

Im letzten Teil dieser Arbeit werden die neu gewonnenen Erkenntnisse über das SEPT (die Response-Matrizen) verwendet und ein SEP-Event untersucht, das von SEPT auf STEREO-B gemessen wurde. Es bietet sich z. B. an, auszurechnen, inwiefern die von SEPT gemessenen Zählraten durch Teilchen oberhalb des nominellen Messbereichs beeinflusst sind. Mit dem High Energy Telescopes (HET) befindet sich auf den STEREO-Raumsonden ein weiteres Teilcheninstrument der SEP-Suite, das Ionen und Elektronen zu höheren Energien misst als das SEPT. Die Messungen des HET können als Referenz in die Berechnung von Beiträgen energetisch höherer Teilchen zu den SEPT-Zählraten eingehen. Mehr Informationen über das HET findet man in [40].

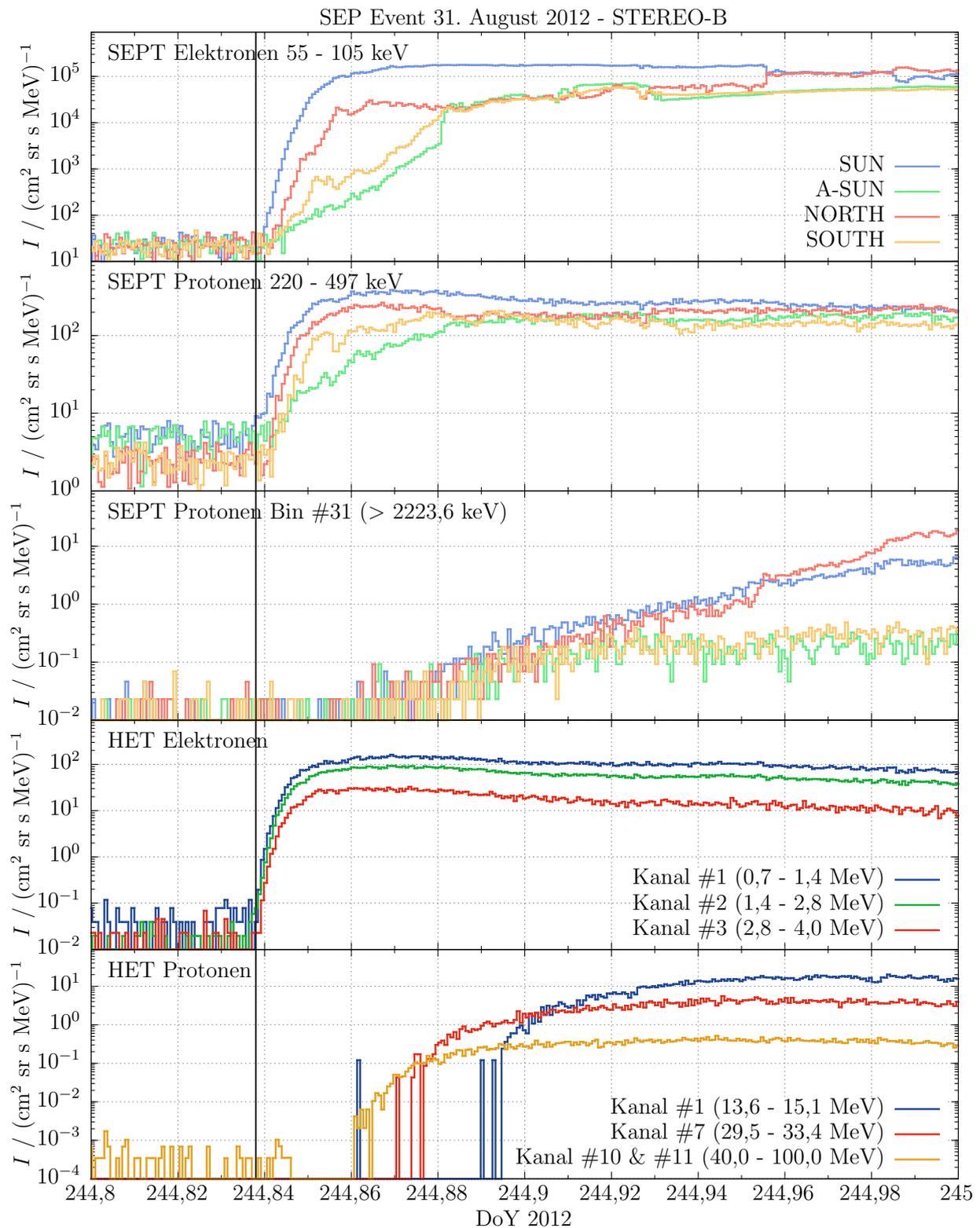


Abbildung 5.9.: Auf STEREO-B gemessene Zählraten während des SEP-Events vom 31. August 2012. Die oberen beiden Graphen zeigen Mittelwerte der von SEPT gemessenen Intensitäten aller vier Teleskope (SUN, ASUN, NORTH, SOUTH) für Elektronen von 55 keV bis 105 keV und Protonen von 220 keV bis 497 keV. Im mittleren Graphen ist nur das Protonen-Bin #31 gezeigt ($> 2223,6$ keV). Die unteren beiden Graphen zeigen von HET gemessene Elektronen- und Protonen-Zählraten in den angegebenen Energiekanälen. Die Zeitaufösung der Messdaten beträgt 1 min.

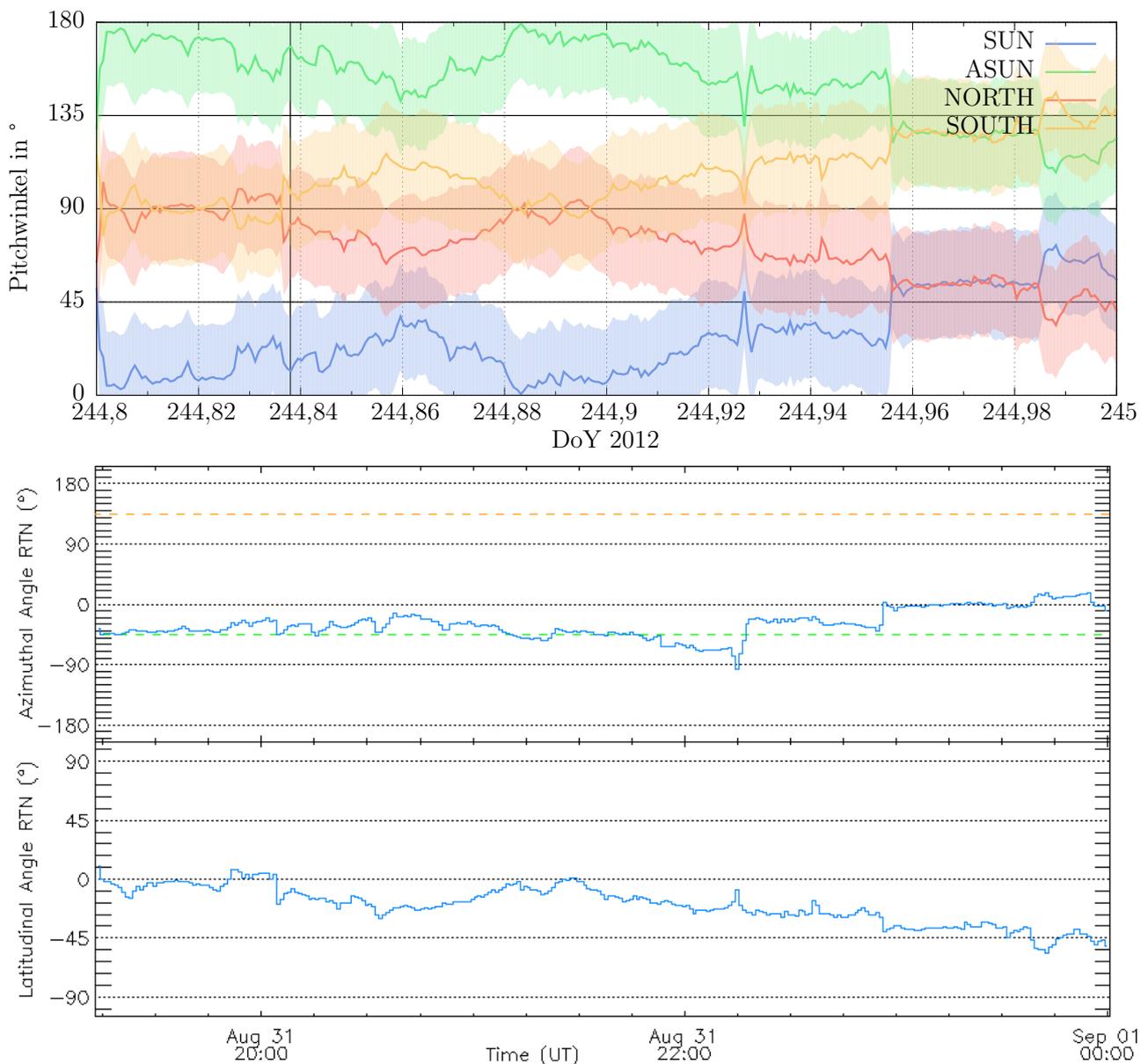


Abbildung 5.10.: **Oben:** Pitchwinkel-Abdeckung der SEPT-Elektronen-Teleskope auf STEREO-B im zeitlichen Verlauf des Events. Der vertikale Strich markiert den ersten Anstieg des Events. **Unten:** Der Azimuthal- und Latitudinal-Winkel des Magnetfeldes, gemessen auf STEREO-B. Der abgebildete Zeitraum ist identisch zum obere Graphen. Die grüne Linie markiert den Winkel optimaler magnetischer Verbindung (Parker-Spirale).

5.2.1. SEP-Event vom 31. August 2012

Das SEP-Event, das für diese Untersuchung ausgewählt wird, wurde am 31. August 2012 auf STEREO-B gemessen. Die Abbildung 5.9 zeigt Protonen- und Elektronen-Intensitäten, gemessen mit SEPT und HET für den Anfang des Events. Die gesamte Zeitachse der Abbildung umspannt 4,8 Stunden. Der erste Anstieg in der Intensität lässt sich in den HET-Elektronen von 0,7 MeV bis 4,0 MeV ausmachen (DoY: 244,838). Die Intensitäten steigen in ca. 30 Minuten auf ein Maximum an und bleiben im Verlauf der dargestellten Zeit auf hohem Niveau. Kurz da-

nach folgen bei niedrigeren Energien die SEPT-Elektronen-Intensitäten, hier exemplarisch von 55 keV bis 105 keV gezeigt. Das Event ist in allen verfügbaren Elektronen-Bins (#2 bis #16) messbar. An den SEPT-Elektronen-Intensitäten ist zu erkennen, dass aus den vier Richtungen (in den vier Teleskopen) des SEPT zu Beginn des Events unterschiedliche Anstiegsverläufe und Intensitäten gemessen wurden. Das Event ist daher anisotrop, mit dem größten Beitrag aus der Sonnen-Richtung. Diese Aussage kann man jedoch nur tätigen, wenn die SEPT-Teleskope so zum Magnetfeld ausgerichtet sind, dass sie einen möglichst großen Pitchwinkelbereich abdecken. Fluktuationen des Magnetfeldes ändern diese Ausrichtung ständig. Abbildung 5.10 zeigt oben für die vier SEPT-Richtungen den abgedeckten Pitchwinkelbereich im Verlauf des Events. Der Pitchwinkelbereich von 0° bis 180° ist ausreichend genug abgedeckt. Der untere Graph in der gleichen Abbildung zeigt die Winkel der Richtung, in die das Magnetfeld zeigt. Die Magnetfeldrichtung ist nahe an der magnetisch besten Verbindung (45° , grüne gestrichelte Linie).

Da das HET im Gegensatz zum SEPT nur aus einem einzelnen Teleskop besteht, kann es leider nur Teilchen aus der SUN-Richtung messen und Anisotropien daher nicht auflösen. Der zeitliche Verlauf der SEPT-SUN- und der HET-Elektronen-Intensitäten ist qualitativ in guter Übereinstimmung.

In den HET-Protonen-Messdaten (unterer Graph in der Abbildung 5.9) ist das Event erst deutlich später auszumachen. Erst bei DoY 224,86, etwa eine halbe Stunde nach dem ersten Anstieg in den HET-Elektronen, steigt die Intensität der HET-Protonen an (insgesamt von 13,6 MeV bis 100 MeV). Dies bedeutet, dass zumindest zu Beginn des Events die SEPT-Messdaten nicht signifikant durch hochenergetische Protonen beeinflusst sein können. Dieser Effekt auf die SEPT-Daten kann daher erst einmal vernachlässigt werden. Die verschiedenen Protonen-Kanäle des HET zeigen eine Geschwindigkeitsdispersion, d. h. die Intensitäten energetisch höherer Kanäle steigen früher an, da diese Teilchen schneller vom Ort der Beschleunigung zum Messinstrument gelangen.

Die Anstiege der SEPT-Protonen-Intensitäten (zweiter Graph von oben) stimmen mit dieser Geschwindigkeitsdispersion nicht überein. Sie setzen zeitgleich mit den Anstiegen der SEPT-Elektronen ein und damit vor den energetisch höheren HET-Protonen. Der zeitliche Verlauf der abgebildeten SEPT-Protonen-Intensität gleicht außerdem stark dem Verlauf der HET-Elektronen. Dies ist jedoch nur für Protonen-Bins bis einschließlich #25 (1251 keV) der Fall. In den Bins #26 bis #30 (1250 keV bis 1985 keV), die in der Abbildung nicht mit aufgetragen sind, ist im gewählten Zeitraum gar kein Anstieg über den Vor-Event-Hintergrund auszumachen. Dagegen zeigen die Bins #30 und vor allem Bin #31 (mittlerer Graph in Abbildung 5.9) wieder einen Anstieg, der zeitlich mit den energetisch höheren HET-Protonen zusammenfällt.

Die gemessenen SEPT-Protonen-Intensitäten der Bins #2 bis #25 fügen sich schlecht in das Bild ein, das die HET-Protonen-Kanäle und die gemessene Intensität des SEPT-Protonen-Bins #31, der alle Energieverluste $> 2,2$ MeV in den p-Detektoren misst, zeigen. Dass die SEPT-Protonen-Intensitäten der niedrigen Bins dagegen im zeitlichen Verlauf qualitativ gut mit den HET- und SEPT-Elektronen-Messungen zusammenpassen, wirft die Frage auf, inwiefern diese Elektronen die SEPT-Protonen-Messungen beeinflussen. Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, werden im Folgenden anhand der SEPT- und HET-Messdaten Elektronenspektren gebildet, die anschließend zur Berechnung theoretischer Zählraten in den p-Detektoren des SEPT verwendet werden. Diese Zählraten lassen sich daraufhin mit den gemessenen SEPT-Protonen-Intensitäten vergleichen. Dieses Prinzip wird mit der Zeitauflösung der Messdaten angewandt, d. h. für jede Minute während des Events wird:

1. aus den Elektronen-Messdaten von HET und SEPT ein Elektronenspektrum bestimmt,
2. dieses Spektrum zur Berechnung theoretischer Zählraten der SEPT p-Det. verwendet
3. und die berechnete Zählrate mit der gemessenen SEPT-Protonen-Zählrate verglichen.

Im nächsten Teil wird das Elektronen-Eingangsspektrum der Zählraten-Berechnung bestimmt.

5.2.2. Bestimmen eines Elektronenspektrums

Um den Elektronenbeitrag zu den SEPT-Protonen-Messungen aus den Response-Matrizen zu berechnen, wird zunächst ein Eingangsspektrum der Elektronen benötigt, das für die Zählraten-Berechnung in die Response-Matrix des SEPT eingeht. Als typische spektrale Form wird ein Potenzgesetz mit $I(E) = I_0 \cdot E^\gamma$ zwischen 400 keV und der oberen Grenze der Response-Matrizen für Elektronen von 20 MeV gewählt. An der unteren Grenze von 400 keV beginnen Beiträge von Elektronen zum p-Detektor wichtig zu werden (s. Response-Matrix 4.41). Für jede Minute des Events wird anhand der Messdaten ein solches Spektrum bestimmt. Die Vorgehensweise dazu wird exemplarisch an zwei Zeitpunkten erläutert: Abbildung 5.11 zeigt für zwei Zeitpunkte die gemessenen Intensitäten des SEPT-SUN und des HET. Der erste Zeitpunkt (20:22 Uhr) befindet sich in der ersten halben Stunde des Events und damit in der Anstiegsphase. Gegenüber dem zweiten Zeitpunkt (21:36 Uhr) zeigt das SEPT-Spektrum während des Anstiegs eine erhöhte Intensität der oberen Bins und eine Form, die für Geschwindigkeitsdispersion spricht. Im späteren Zeitpunkt genügt das Spektrum besser einem Potenzgesetz.

Es fällt zu beiden Zeitpunkten auf, dass sich die HET- und SEPT-Daten nicht gut mit einem Potenzgesetz zusammenbringen lassen. Das ist nicht nur in diesem Event der Fall, sondern ein allgemeines Problem. Die Diskrepanz wird deutlich, wenn man jeweils ein Potenzgesetz an die SEPT- und HET-Daten anpasst (SEPT-Fit & HET-Fit in Abbildung 5.11). Die Fits liegen für I_0 bei 1 MeV mehr als eine Größenordnung auseinander. Daran ändert sich auch im zeitlichen Verlauf des Events nichts. Die Abbildung 5.12 zeigt die zeitliche Entwicklung des Spektralindex γ der angepassten Potenzgesetze. Der SEPT-Fit beginnt aufgrund von Geschwindigkeitsdispersion mit einem positiven Spektralindex, der im Laufe der Anstiegsphase abfällt und einen relativ stabilen Wert um $-1,6$ erreicht. Der Spektralindex des HET-Fits verringert sich im zeitlichen Verlauf kaum von $-0,8$ zu $-1,23$. Dies sind unerwartet harte Spektren. Da der HET-Fit jedoch auf nur drei Datenpunkten beruht, hängt der resultierende Spektralindex stark von deren Genauigkeit ab.

Für einen Fit, der die SEPT- und die HET-Daten besser miteinander verbindet, wird ein Potenzgesetz an die SEPT-Bins #14 bis #16 und die HET-Kanäle #2 und #3 angepasst („kombinierter Fit #1“ in Abb. 5.11). Dieser liegt immer noch deutlich über den HET-Daten. Da das Messverfahren des HET ein anderes ist als das des SEPT und weil die SEPT-Elektronen-Messung selbst von hochenergetischen Elektronen beeinflusst sein kann, wird der Fit noch auf die HET-Daten skaliert („kombinierter Fit #1 korrigiert“ in der Abbildung). Da leider nicht mehr Messpunkte zur Verfügung stehen und die SEPT- und HET-Messungen aus unbekanntem Gründen nicht gut übereinstimmen, kann hier keine bessere Fit-Methode als diese etwas willkürlich erscheinende herangezogen werden. Stattdessen werden mehrere Anpassungen mit verschiedenen Kombinationen von SEPT- und HET-Datenpunkten durchgeführt und die resultierenden Spektren für eine Minimum/Maximum-Abschätzung des Beitrags auf die SEPT-Protonen-Messung herangezogen. Die Potenzgesetze, die später den minimalen beziehungsweise

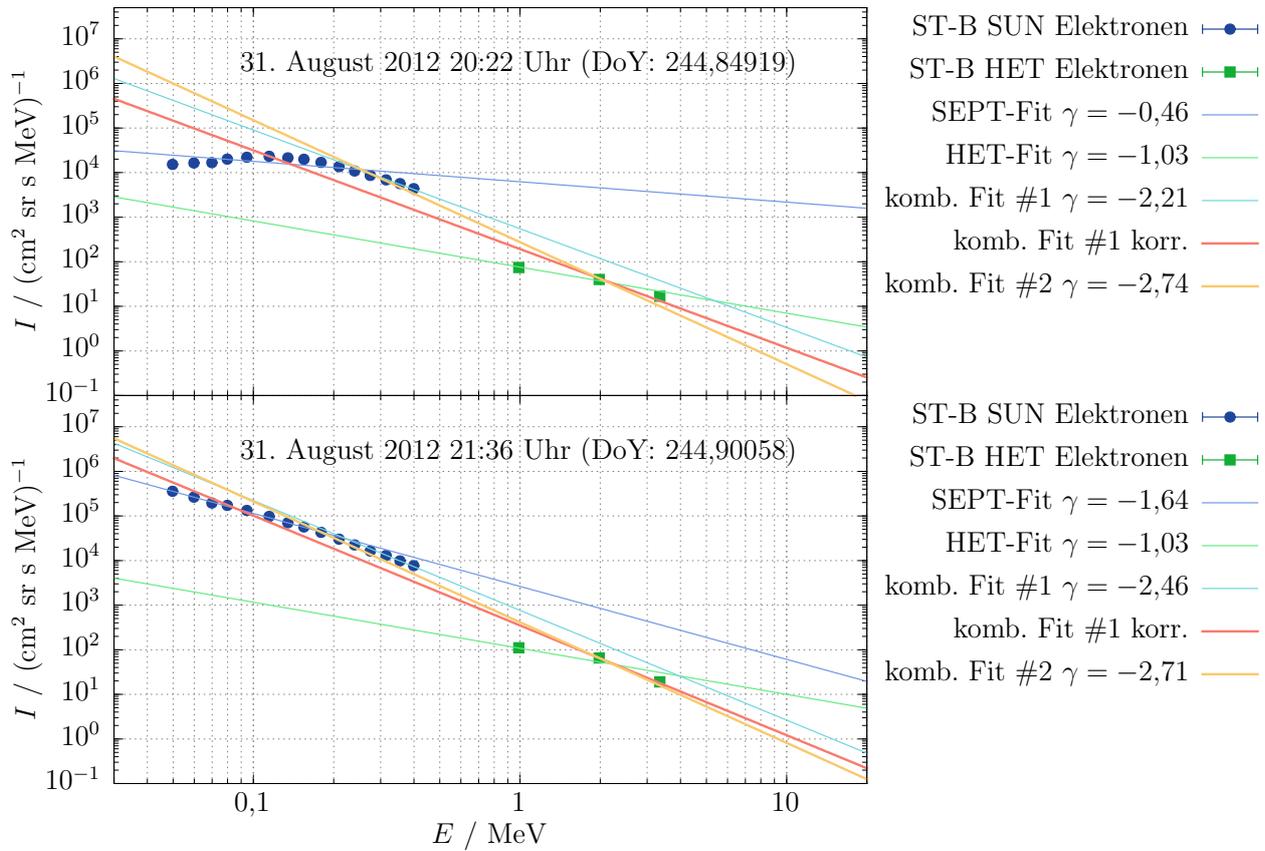


Abbildung 5.11.: SEPT- und HET-Elektronenspektren zu zwei Zeitpunkten während des Events. **Oben:** 20:22 Uhr während des Anstiegs zu Beginn des Events. **Unten:** 21:36 Uhr nach dem Maximum während der Phase anhaltender hoher Intensität. Dazu sind auf verschiedene Weise angepasste Potenzgesetze mit eingezeichnet, die im Text erklärt werden.

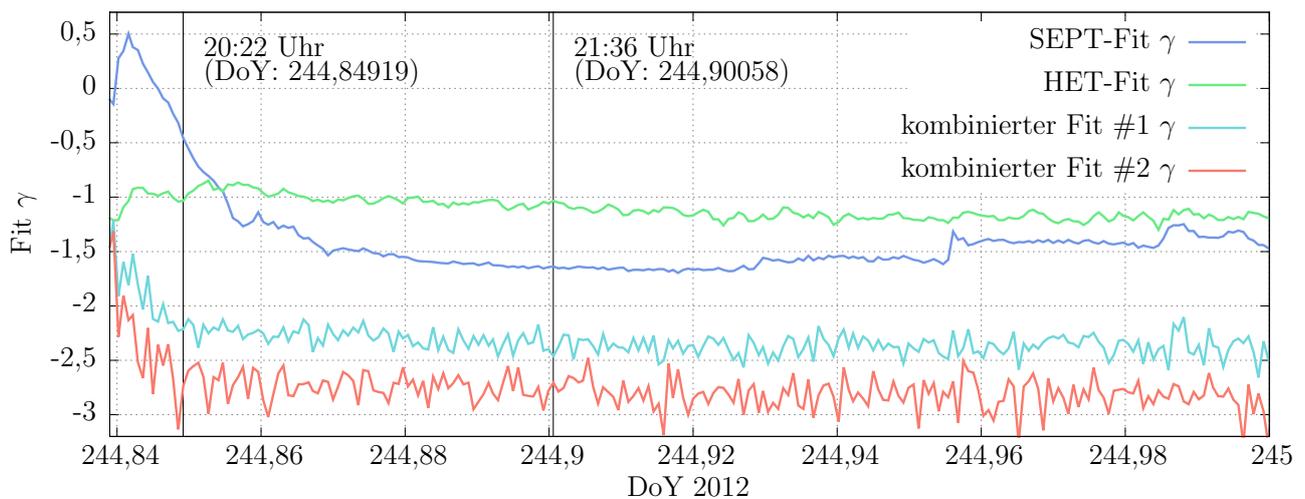


Abbildung 5.12.: Zeitliche Entwicklung des Parameters γ verschiedener, an die SEPT- und HET-Elektronen-Daten angepasster Potenzgesetze (s. auch Abb. 5.11).

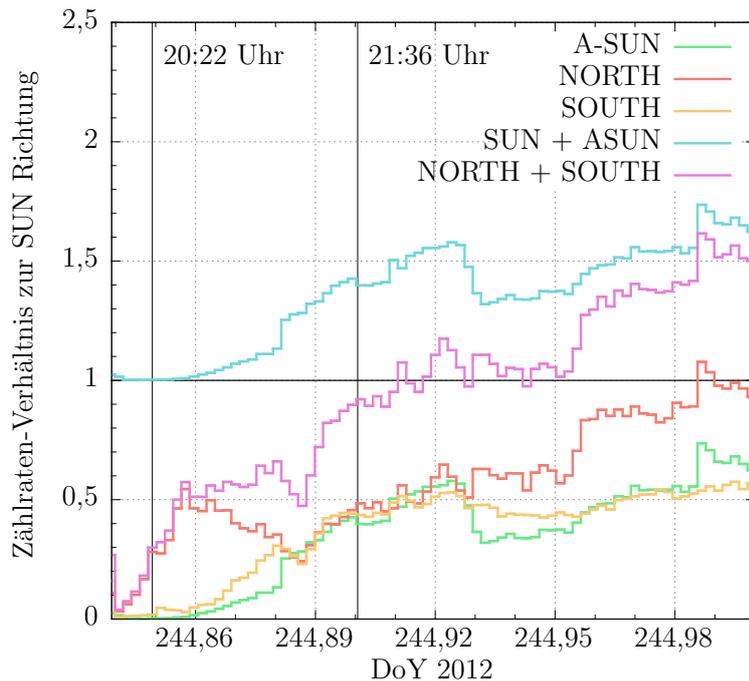


Abbildung 5.13: Aufgetragen ist das Verhältnis der SEPT-Elektronen-Zählraten in Bin #16, gemessen im ASUN-, NORTH- und SOUTH-Teleskop zur gemessenen Zählrate im SUN-Teleskop während des Events am 31. August 2012. Außerdem aufgetragen ist das Verhältnis der im SUN- und ASUN- sowie im NORTH- und SOUTH-Teleskop zusammen gemessenen Zählraten im Verhältnis zum SUN-Teleskop.

den maximalen Beitrag geben, sind in den Abbildungen 5.11 und 5.12 eingezeichnet („komb. Fit #1 korr.“ & „komb. Fit #2“).

Richtungskorrektur des Eingangsspektrums

Wie in Abbildung 5.9 zu sehen, ist das Event anisotrop. Die zuvor beschriebene Fit-Methode zur Bestimmung eines Eingangsspektrums für Elektronen kann nur für die SUN-Richtung durchgeführt werden, da HET nur ein in SUN-Richtung ausgerichtetes Teleskop besitzt. Um auch Eingangsspektren für die anderen drei Richtungen bestimmen zu können, wird angenommen, dass sich die Richtungsverteilung der energetisch höheren Elektronen wie die Anisotropie verhält, die von SEPT zu niedrigen Energien gemessen wird. Dadurch wird sich die Gesamt-Intensität des Eingangsspektrums verringern und folglich auch der Beitrag der Elektronen zu den SEPT-Protonen-Messungen. Diese Annahme kann zwar nicht überprüft werden, die so berechneten Beiträge können aber als Abschätzung minimaler Beiträge verwendet werden. Der schlechteste Fall mit den höchsten Beiträgen wäre, dass die hochenergetischen Elektronen isotrop auf die SEPT-Instrumente treffen. In diesem Falle wird die Berechnung der Beiträge mit dem unkorrigierten Eingangsspektrum durchgeführt. Für beide Möglichkeiten werden später die Beiträge berechnet.

In der Abbildung 5.13 ist für alle Teleskope des SEPT das Verhältnis der gemessenen Zählrate im höchsten zur Verfügung stehenden Elektronen-Bin #16 zur Zählrate des gleichen Bins im SUN-Teleskop aufgetragen. Diese Verhältnisse geben einen Faktor an, um den sich z. B. die im NORTH-Teleskop gemessene Zählrate zur im SUN-Teleskop gemessenen unterscheidet. Dieser Faktor lässt sich für jeden Messpunkt und demnach minütlich (wie auch das Eingangsspektrum) bestimmen. Diese Verhältnisse werden schließlich benutzt, um die zuvor bestimmten Eingangsspektren, die nur für die SUN-Richtung gelten, für die anderen Richtungen zu skalieren. Auf diese Weise erhält man für alle vier Richtungen, SUN, ASUN, NORTH und SOUTH ein Eingangsspektrum, mit dem nun Beiträge berechnet werden können.

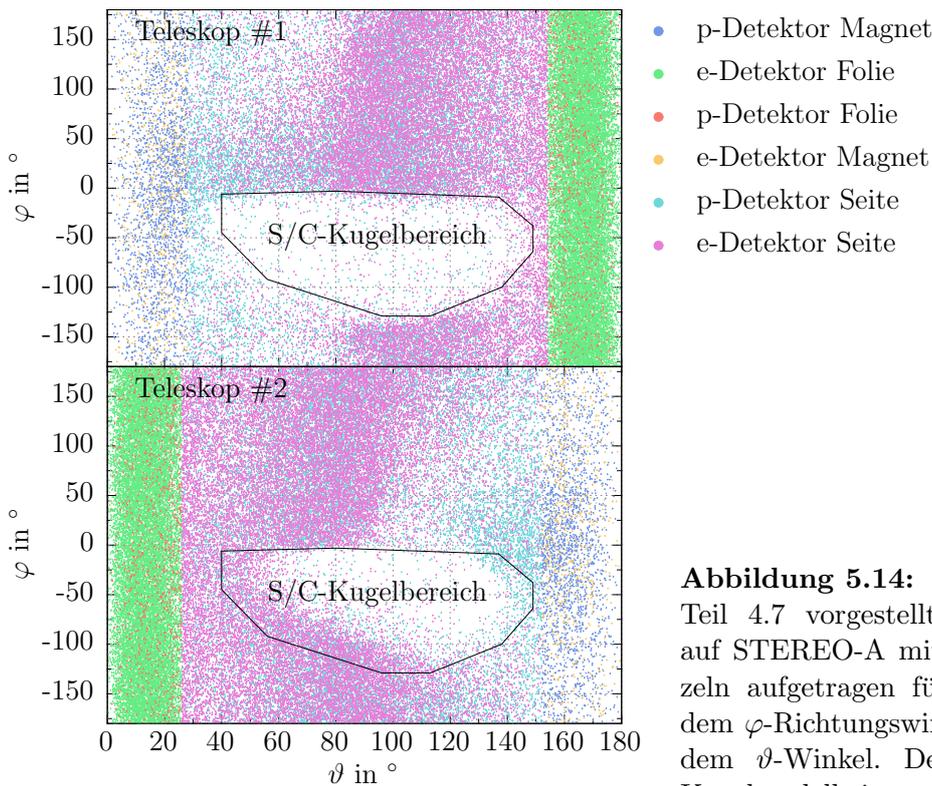


Abbildung 5.14: Alle validen Treffer der in Teil 4.7 vorgestellten Simulation des SEPT-E auf STEREO-A mit dem S/C-Kugelmodell, einzeln aufgetragen für Teleskop #1 und #2 mit dem φ -Richtungswinkel des Primärteilchens über dem ϑ -Winkel. Der Einflussbereich des S/C-Kugelmodells ist grob skizziert.

5.2.3. Berechnung der Beiträge auf die SEPT-Protonen-Messung

Es wurden nun zu jedem minütlichen Messpunkt des Events für jede der vier Richtungen mehrere Elektronen-Eingangsspektren für eine Minimum/Maximum-Abschätzung des Beitrags dieser Elektronen auf die SEPT-Protonen-Zählraten bestimmt. Es gibt jedoch noch ein paar Schwierigkeiten, die eine Diskussion benötigen:

1. SEPT Response-Matrizen auf STEREO-B

Die Daten, die verwendet werden, wurden auf STEREO-B gemessen. Im Zuge dieser Arbeit wurden SEPT-Response-Matrizen, die den S/C-Einfluss mit einbeziehen, aufgrund des zeitlichen Rahmens jedoch nur für STEREO-A bestimmt. Während das SEPT-NS auf beiden Satelliten identisch positioniert ist, befindet sich das SEPT-E auf STEREO-B an einer anderen Ecke des Satelliten (Abb. 4.27). Das sich ergebende Kugelmodell des S/C für diese Position sollte sich aber kaum von dem Modell des SEPT-E auf STEREO-A unterscheiden, da mit der Position auch die Ausrichtung des Instruments angepasst wurde. Ein Unterschied ist außerdem nur in der seitlichen Response-Matrix zu erwarten, da die nominellen Öffnungen nicht durch Teile des S/C verdeckt sind. Des Weiteren wurden, um die Komplexität überschaubar zu halten, nur φ -unabhängige Response-Matrizen bestimmt, sodass für die seitliche Matrix eine in φ unterschiedliche Materieverteilung wenig Einfluss hat. Es kann daher die für STEREO-A bestimmte Matrix auch für das SEPT-E auf STEREO-B verwendet werden.

2. Richtungsabhängigkeit

Es wurden nur φ -unabhängige Response-Matrizen bestimmt. Dies ist nun, da ein richtungs-

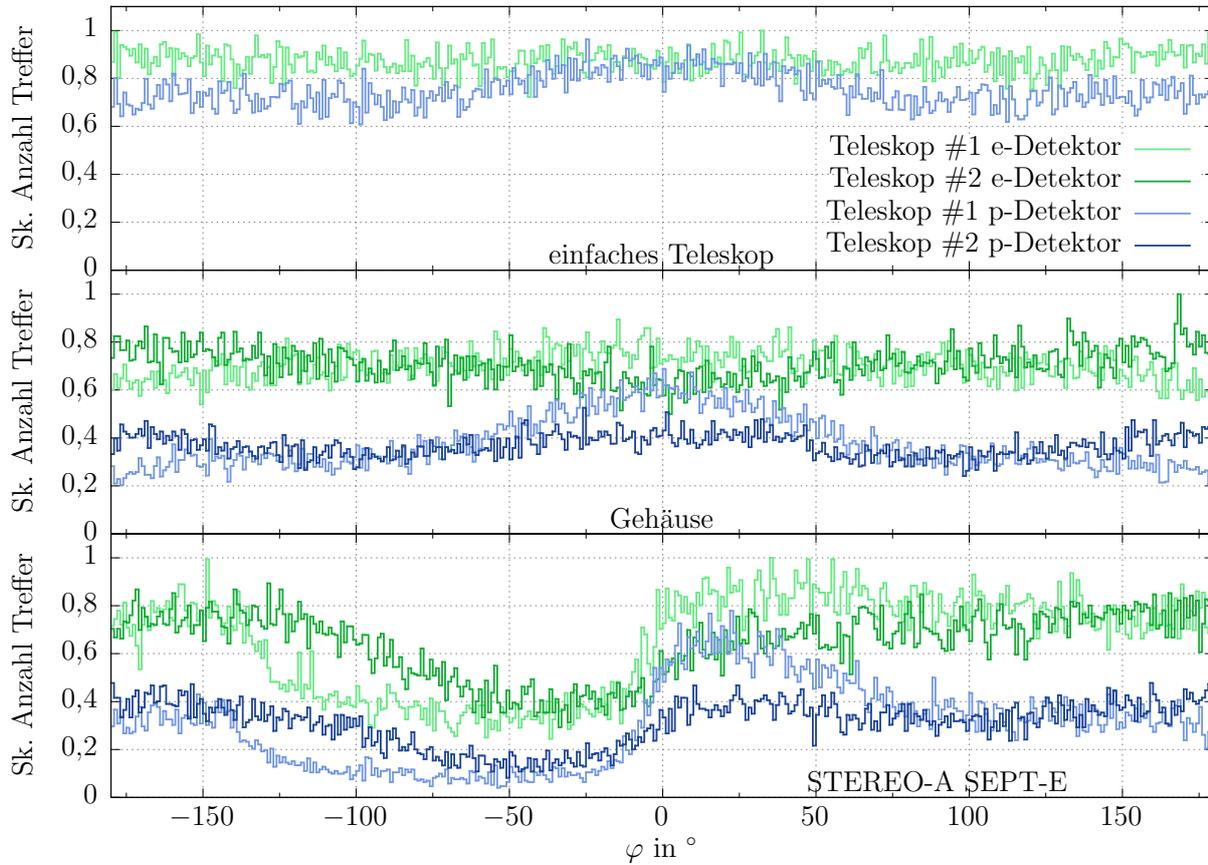


Abbildung 5.15.: Histogramm über die Anzahl insgesamt detektierter Teilchen aus Elektronen Simulationen in Bezug auf ihren φ -Winkel im Vergleich bei drei verschiedenen Simulations-Modellen. **Oben:** für die Simulation mit einem einzelnen Teleskop. **Mitte:** aus der Simulation mit erweitertem Gehäuse (beide Teleskope). **Unten:** STEREO-A SEPT-E Modell. Die Anzahl der Treffer wurde pro Graph auf das Maximum skaliert.

abhängiges Spektrum vorliegt, von Nachteil. Wird ein Spektrum mit den totalen Response-Matrizen verrechnet, erhält man die theoretischen Zählraten dafür, dass dieses Spektrum isotrop auf das SEPT trifft. Damit würde man bei Anwendung auf die zuvor bestimmten, richtungsabhängigen Eingangsspektren die Beiträge überschätzen. Es können nur die drei ϑ -Bereiche, für die jeweils eigene Matrizen kompiliert wurden, für eine richtungsabhängige Berechnung von Beiträgen benutzt werden. Dabei erhält man theoretische Zählraten dafür, dass das Eingangsspektrum zwar nur im jeweiligen ϑ -Bereich, im φ -Winkel aber weiterhin isotrop auf das Instrument trifft. Abbildung 5.14 zeigt noch einmal das Simulationsergebnis der Elektronen-Simulation von SEPT-E auf STEREO-A. Hier ist klar zu erkennen, dass aus den seitlichen Winkelbereichen, in denen das S/C einen Einfluss hat, deutlich weniger Teilchen einen validen Treffer erzeugen können. In Abbildung 5.15 ist das Histogramm der validen Treffer über φ für die drei mit Elektronen simulierten Modelle gezeigt. Durch das Erweitern des Modells und das Einbringen des S/C als Kugelmodell in die Simulation ist die Anzahl valider Treffer aus bestimmten Winkelbereichen deutlich zurückgegangen. Diese Informationen sind in den finalen seitlichen Response-Matrizen (s. Abb. 4.42), die ohne φ -Abhängigkeit kompiliert wurden, verloren gegangen. Das einzige, was hier getan werden kann, um dies bei der Berechnung von

seitlichen Beiträgen zu berücksichtigen, ist, das Eingangsspektrum um einen Faktor abzuschwächen.

3. SEPT-NS Response-Matrizen

Aufgrund eines bisher ungelösten Fehlers im Simulationsprogramm konnte das SEPT-NS nicht vollständig mit Elektronen simuliert werden, sodass keine seitliche Response-Matrix des SEPT-NS für Elektronen kompiliert werden konnte. Stattdessen wird für das SEPT-NS die Response-Matrix des SEPT-E verwendet. Der entstehende Fehler wird dadurch etwas relativiert, dass die Matrizen sowieso richtungsunabhängig sind.

Es ist klar, dass aufgrund dieser Schwierigkeiten, Näherungen und Anpassungen keine präzisen quantitativen Angaben über einen Beitrag energetisch hoher Elektronen auf die SEPT Protonen-Zählraten gemacht werden können, geschweige denn eine Korrektur dieser durchgeführt werden kann. Es bleibt bei einer groben Minimum/Maximum-Abschätzung, die höchstens vor einer Unzuverlässigkeit der SEPT-Protonen-Messdaten warnen kann.

Berechnung der Beiträge

Nun werden die Beiträge auf die SEPT-Protonen-Messung berechnet. Die richtungsabhängigen Spektren, die zuvor in Teil 5.2.2 für die vier Richtungen SUN, ASUN, NORTH und SOUTH bestimmt wurden, werden dazu für jedes Protonen-Teleskop mit der passenden Matrix verrechnet. Anhand der Abbildung 5.16, die die Ausrichtung der SEPT-Teleskope auf einem Satelliten zeigt, soll das Prinzip exemplarisch für das SEPT-NS-NORTH-Protonen-Teleskop erläutert werden:

- das NORTH Eingangsspektrum trifft auf die Magnetöffnungen → Magnet-Matrix
- das SOUTH Eingangsspektrum trifft auf die Folienöffnung → Folien-Matrix
- das SUN + ASUN Eingangsspektrum trifft auf die Seite → Seiten-Matrix

Die so erhaltenen seitlichen Beiträge, die mit der Seiten-Matrix berechnet werden, werden, wie zuvor diskutiert, überschätzt, da der so berechnete Beitrag nur dann gilt, wenn das verwendete Spektrum in φ isotrop auf das Instrument trifft. Die zur Richtungskorrektur des seitlichen Beitrages verwendeten Zählraten-Verhältnisse werden aus zwei Elektronen-Teleskopen bestimmt, die jeweils einen Öffnungswinkel von 52° haben. Daher wird der seitliche Beitrag hier noch um den Faktor $360^\circ / (2 \cdot 52^\circ) = 3,46$ abgeschwächt. Damit bleibt ein φ -Bereich von zweimal 128° , für den kein Beitrag berechnet wird, da kein Spektrum angegeben werden kann. Diese Näherung unterschätzt den Beitrag und wird als Minimum in der Abschätzung verwendet.

5.2.4. Ergebnis

In den Abbildungen 5.17 bis 5.19 sind nun als Ergebnis die gemessenen Protonen-Zählraten zusammen mit den berechneten Beiträgen für jedes Protonen-Teleskop einzeln aufgetragen. Die Zählraten wurden durch die Breite des jeweiligen Bins geteilt. Abbildung 5.17 zeigt Bin #5 (110 keV bis 118,6 keV), 5.18 zeigt Bin #15 (350,7 keV bis 389,5 keV) und 5.19 zeigt Bin #20 (622,9 keV bis 700,7 keV). Die gezeigten Beiträge sind wie folgt zu verstehen:

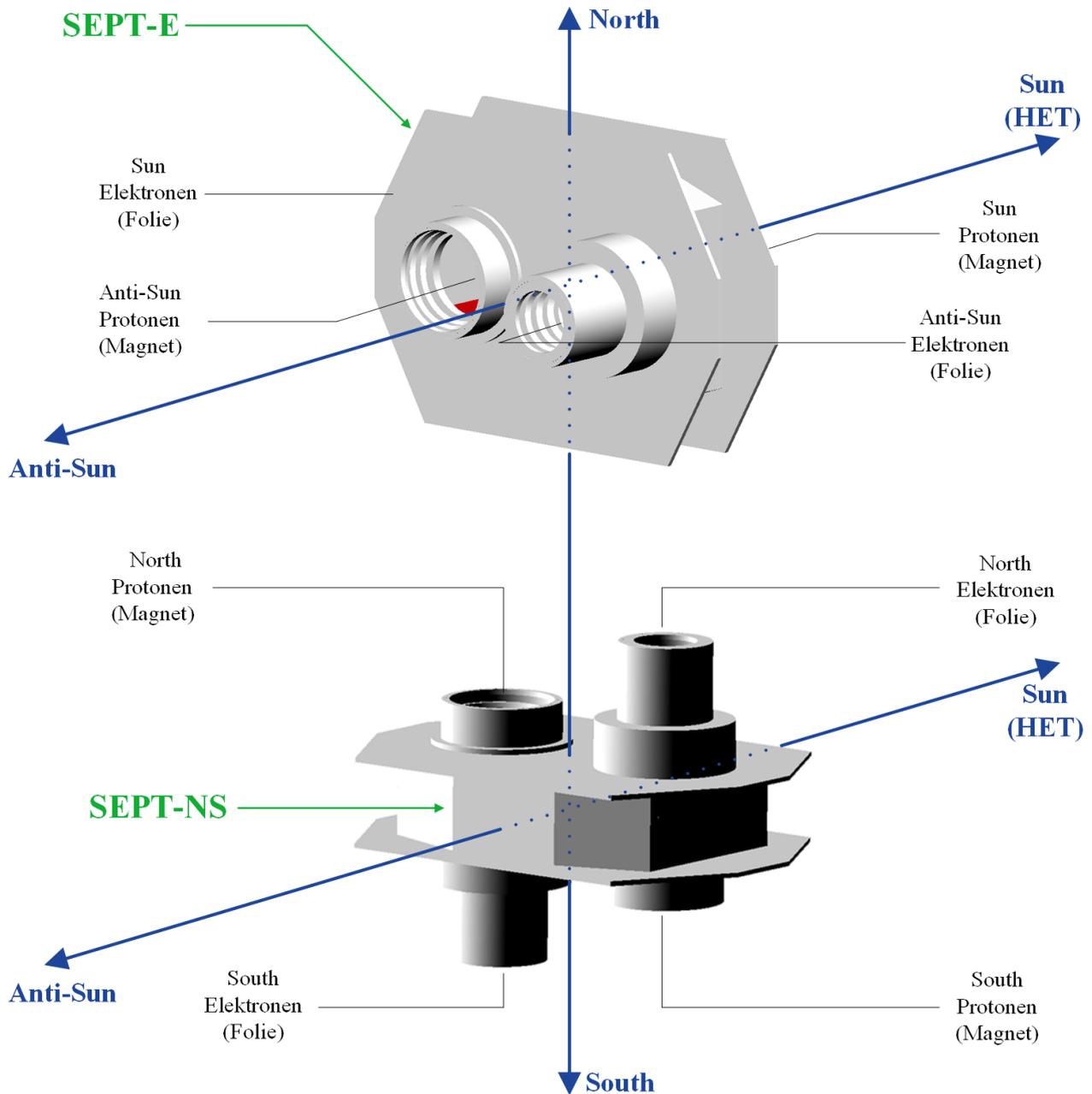


Abbildung 5.16.: Anordnung und Ausrichtung der beiden SEPT-Instrumente auf einem Satelliten. Diese Übersicht zeigt für SEPT-E und SEPT-NS, auf welche Seite (Magnet, Folie, oder Seite) Teilchen aus den vier Richtungen SUN, ASUN, NORTH oder SOUTH auf das Instrument treffen. Die Rotation des SEPT-NS um die NORTH-SUN-Achse ist in der Realität eine andere.

1. **SEPT Level-2 p-Detektor Zählrate:** Bezeichnet die gemessene Zählrate aus den Level-2 Daten.
2. C_p **ber. aus HET-Fit:** Bezeichnet den Beitrag, der mit einem an die drei HET-Elektronen-Datenpunkte angepassten Eingangsspektrum berechnet wurde (s. Abb. 5.11 und 5.12). Zur Berechnung wurde die totale Response-Matrix verwendet, womit das Spektrum als isotrop angenommen wird.
3. C_p **ber. aus komb. Fit:** Als Eingangsspektrum wird ein an die HET- und SEPT-Datenpunkte der SUN-Richtung angepasstes Potenzgesetz verwendet („komb. Fit #1 korr.“ in Abb. 5.11). Zur Berechnung wurde die totale Response-Matrix verwendet, womit das Spektrum als isotrop angenommen wird.
4. C_p **ber. aus komb. Fits, richtungskorrigiert:** Zur Berechnung dieser Abschätzung wurden die mit verschiedenen Parametern angepassten und richtungskorrigierten Eingangsspektren, wie zuvor erklärt, mit den passenden Matrizen verrechnet. Der aufgetragene Bereich entsteht durch die verschieden angepassten Eingangsspektren.
5. C_p **ber. aus komb. Fits, richtungskorrigiert (Seiten-Beitrag / 3,46):** Identisch zum Beitrag #5, nur mit dem seitlichen Beitrag um den Faktor $1/3,46$ reduziert.

Wie zuvor bei der Berechnung von GKS-Zählraten sind bei den hier berechneten Zählraten die seitlichen Beiträge am wichtigsten. Daher liegen die berechneten Beiträge #4 und #5 (s. Aufzählung oben) in den Abbildungen auch so weit auseinander. Wenn sich die energetisch hohen Elektronen genauso anisotrop verhalten wie die von SEPT gemessenen Elektronen und die SEPT-Elektronen-Messung verlässlich ist, liegt die realistischste Abschätzung zwischen den Beiträgen #4 und #5. Vertraut man den HET-Daten, die zu einem untypisch harten Eingangsspektrum führen, und kommen die energetisch hohen Elektronen isotrop am Satelliten an, gibt der berechnete Beitrag #2 die beste Abschätzung. Vertraut man unter der gleichen isotropen Annahme am ehesten dem kombinierten Fit aus HET- und SEPT-Daten, gibt der Beitrag #3 die beste Abschätzung. Es ist anzumerken, dass sich die Anisotropie der ankommenden Teilchen im zeitlichen Verlauf des Events ändern kann und damit unterschiedliche Beiträge zu unterschiedlichen Zeiten des Events die Realität besser darstellen können.

In den Abbildungen 5.17 bis 5.19 ist zu erkennen, dass die gemessenen Zählraten meistens in der Abschätzung und damit mindestens zwischen den Beiträgen #2 und #5 liegen. Eine Ausnahme ist das ASUN-Teleskop, das in Bin #15 und #20 zu Beginn des Events Zählraten misst, die unter der minimalen Abschätzung #5 liegen. Der zeitliche Anstiegsverlauf der Messung im ASUN-Teleskop fällt im Vergleich mit den anderen Teleskopen deutlich flacher aus und passt daher nicht gut mit den Anstiegen in den HET-Elektronen-Daten zusammen, deren Spektrum in die Berechnung der Beiträge eingeht. Im späteren Verlauf des Events können die ASUN-Daten dagegen wieder durch die Abschätzung erklärt werden.

Bemerkenswert ist die Übereinstimmung des Beitrags #3, dessen angepasstes Eingangsspektrum aus kombinierten SEPT- und HET-Datenpunkten als isotrop in die Berechnung des Beitrags eingeht, mit den gemessenen Anstiegen des SUN-Teleskops in Bin #5 und #15. Zu niedrigeren Bins stimmt die minimale Abschätzung #5 besser mit den Messdaten überein. Die gemessenen Intensitäten nach dem Anstieg liegen, außer in Bin #15 des NORTH-Teleskops, immer zwischen den Beiträgen #4 und #5, die für die realistischsten Abschätzungen gehalten werden.

Zusammenfassend zeigt sich im Vergleich der Beiträge mit den realen Messdaten kein einheitliches Bild. Einmal passt die eine, ein anderes mal die andere Abschätzung besser zu den Messdaten. Abgesehen von den oben erwähnten Energiebereichen des SUN-Teleskops stimmt der zeitliche Verlauf während des Anstieg zumindest qualitativ zwischen Messdaten und berechneten Beiträgen erstaunlich gut überein. Zusammen mit dem untypischen Verhalten der gemessenen SEPT-Protonen-Zählraten für die Bins #26 bis #31 und deren nicht mit HET-Messungen übereinstimmenden Geschwindigkeitsdispersion spricht die Abschätzung dafür, dass die SEPT-Protonen-Messungen tatsächlich von hochenergetischen Elektronen beeinflusst sind. Eine genauere Aussage kann letztendlich nicht getätigt werden. Als neue und wichtige Erkenntnis dieser Untersuchung kann hier aber nur davor gewarnt werden, den SEPT-Protonen-Messungen während dieses oder ähnlicher Events blind zu vertrauen.

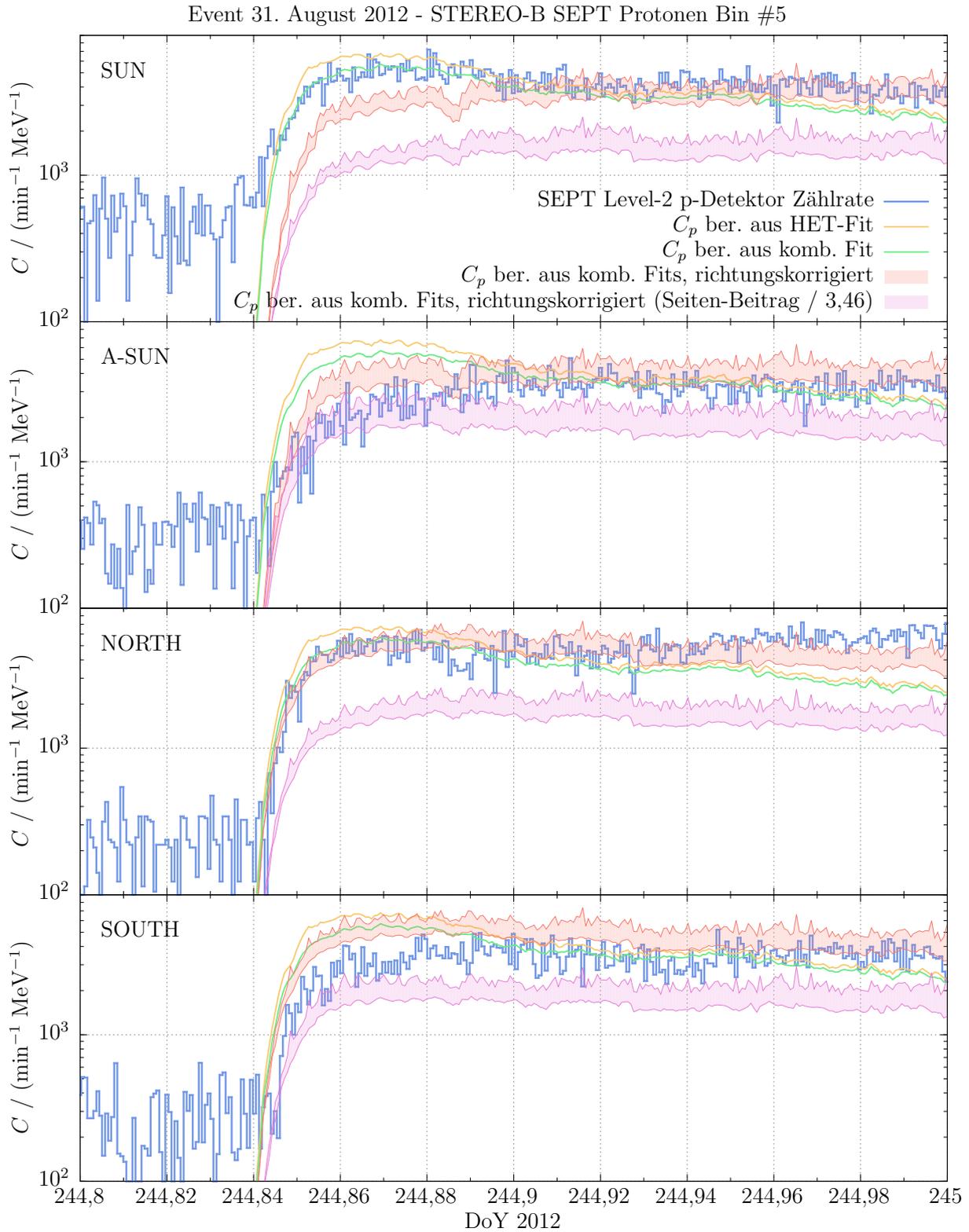


Abbildung 5.17.: Messdaten des SEPT Protonen-Bins #5 (110 keV bis 118,6 keV) zusammen mit berechneten Beiträgen durch energetisch hohe Elektronen, die als eine Abschätzung zu verstehen sind.

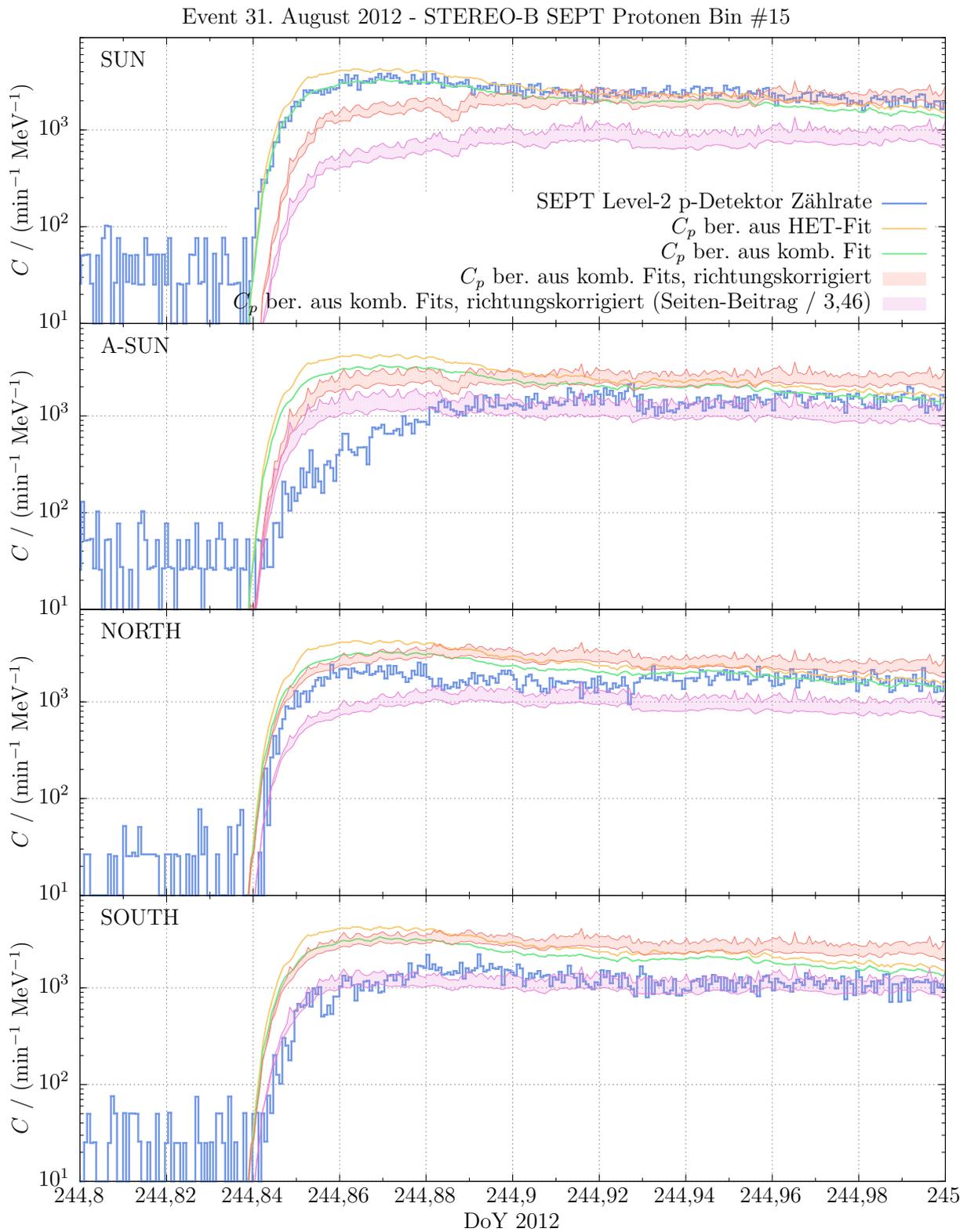


Abbildung 5.18.: Messdaten des SEPT Protonen-Bins #15 (350,7 keV bis 389,5 keV) zusammen mit berechneten Beiträgen durch energetisch hohe Elektronen, die als eine Abschätzung zu verstehen sind.

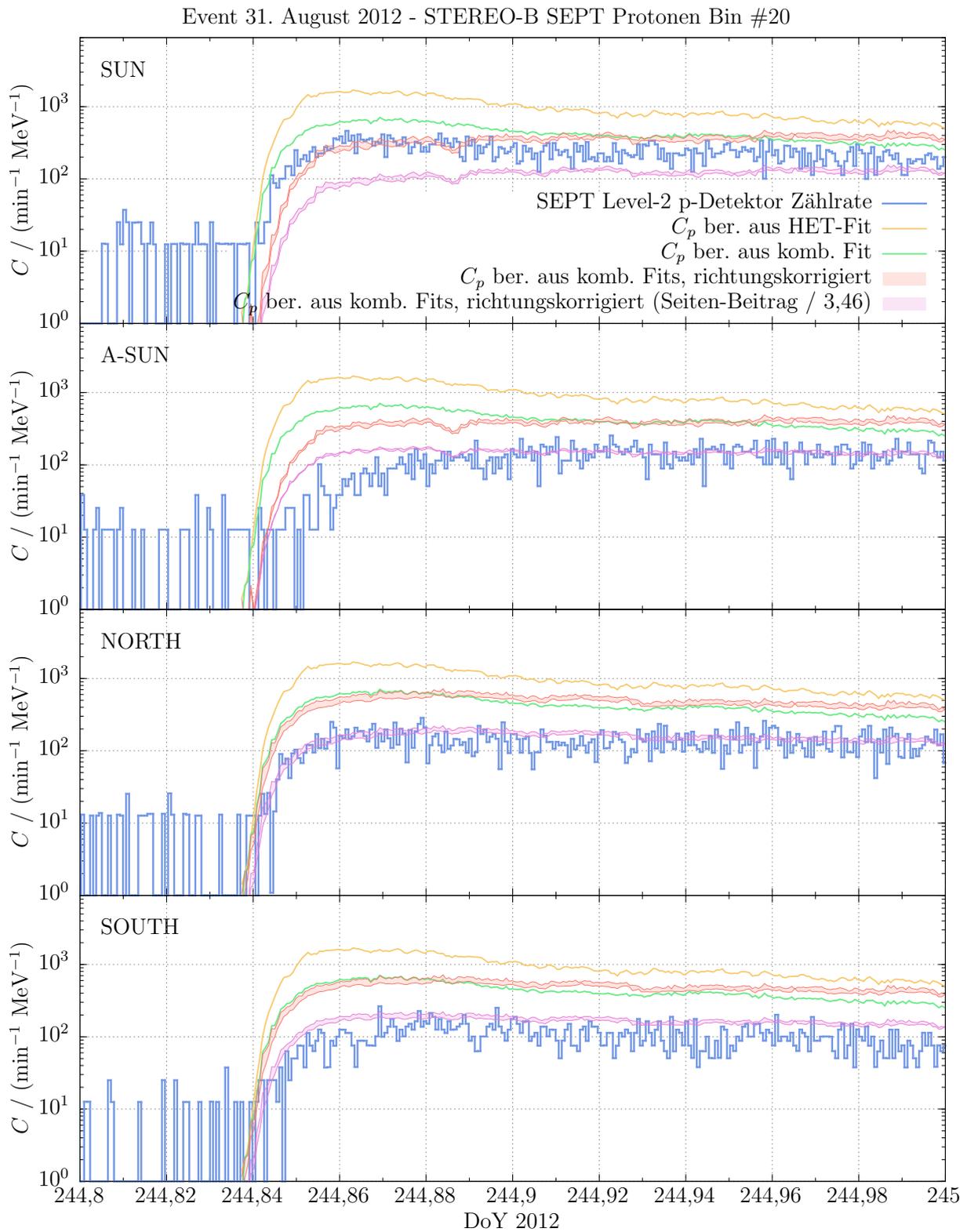


Abbildung 5.19.: Messdaten des SEPT Protonen-Bins #20 (622,9 keV bis 700,7 keV) zusammen mit berechneten Beiträgen durch energetisch hohe Elektronen, die als eine Abschätzung zu verstehen sind.

6. Zusammenfassung & Ausblick

Die gemessenen Zählraten eines Teilcheninstruments wie die des SEPT physikalisch korrekt zu interpretieren, ist aufgrund der stochastischen Natur des Messprozesses ein allgemeines Problem. Eine möglichst genaue Kenntnis der Response-Matrix des Instruments sowie ihrer Inversen sind für eine korrekte Interpretation der Messdaten erforderlich. Letzteres stellt dabei ein großes Problem dar, weswegen beim SEPT ein vereinfachtes Verfahren mit nur einem Geometriefaktor pro Zählraten-Bin zum Einsatz kommt. In [25] wurde gezeigt, wie für ein Instrument, das nach dem gleichen Messprinzip wie das SEPT funktioniert, die Zählraten der Elektronenkanäle um aus dem Detektor herausstreuende Elektronen korrigiert wurden. Dies wurde zur Motivation dafür genommen, solch eine Korrektur, wenn nötig, für das SEPT, quantifiziert durch eine GEANT-Simulation, zu entwickeln.

Dabei stellte sich heraus, dass neben bekannten, dem begrenzten verlässlichen Energiebereich des Messprinzips geschuldeten Problemen, dem Übersprechen von Elektronen aus nominellen Winkelbereichen zu den Protonen-Messungen und umgekehrt, Teilchen, die mit hohen Energien seitlich auf das SEPT treffen, ein großes Problem darstellen. Deshalb wurde an diesem Punkt von der eigentlichen Idee, eine Korrektur der Elektronenkanäle des SEPT nach [25] zu entwickeln, abgewichen und stattdessen der Einfluss seitlicher Teilchen weiter untersucht. Durch eine Geantino-Simulation konnte der Verdacht bestätigt werden, dass Teilchen durch die 1 mm breite Lücke zwischen den Detektoren eines Teleskops in das Detektorsystem gelangen und valide Treffer hervorrufen können, ohne die Antikoinzidenz auszulösen. Daher wurde anschließend das bestehende Simulations-Modell des SEPT seitlich realistischer modelliert. Da für einige der seitlichen Teilchen Materie des STEREO-Satelliten auf dem Weg zum Detektor liegt, wurde außerdem ein Modell entwickelt, mit dem die Materieabdeckung des SEPT durch das S/C in der Simulation genähert werden kann. Mit diesem erweiterten Modell wurden neue Response-Matrizen des SEPT für Protonen und Elektronen bestimmt.

Diese zeigen, dass seitliche Teilchen, egal ob Elektronen oder Protonen, auf beiden Detektoren für die meisten Energie-Bins einen signifikanten Beitrag haben können, wenn genügend hochenergetische Teilchen vorhanden sind. Dadurch wird die Response-Matrix vor allem für Elektronen, die stark gestreut werden können, sehr komplex und weicht stark von einer idealerweise diagonalen Response-Matrix ab. Ein Korrekturverfahren wie es in [25] verwendet wurde, um nur Elektronen zu korrigieren, die aus dem Detektor herausstreuen, ist für das SEPT zu einfach, weil die seitlichen Teilchen eine viel größere Rolle spielen.

Im Anwendungsteil der Arbeit konnten im solaren Minimum die gemessenen Hintergrund-Zählraten ab Bin #17 durch seitlich auf das Instrument treffende Protonen der GKS erklärt werden. Auch der zeitlichen Verlauf der Hintergrund-Zählrate während des Minimums von 2007 bis 2010 stimmte qualitativ mit den berechneten Zählraten aus den neuen Response-Matrizen überein.

Bei der Anwendung der isotropen Response-Matrizen auf ein anisotropes Event konnte aufgrund der dort diskutierten Probleme nur eine grobe Abschätzung des Einflusses hochenergetischer Elektronen auf die SEPT-Protonen-Zählraten angegeben werden. Zwar kann die Abschät-

zung nicht alle Zählraten des p-Detektors reproduzieren, der Einfluss wird aber auf jeden Fall signifikant sein. Dafür spricht auch die untypische Geschwindigkeitsdispersion der Protonen-Messungen und die qualitative zeitliche Übereinstimmung der berechneten Beiträge mit den Messdaten.

Gerade im letzten Teil der Arbeit wird klar, dass es ratsam ist, die Beiträge seitlicher Teilchen noch tiefergehend zu untersuchen. Ein erster Schritt wäre, die Response-Matrizen richtungsabhängig zu kompilieren, um auch in anisotropen Events bessere Aussagen treffen zu können. Dafür muss aber auch die Statistik der Simulation verbessert werden, wodurch die Laufzeit erhöht wird. Für richtungsabhängige Matrizen ist es außerdem sinnvoll, das Modell des S/C zu verbessern. Der Versuch, das verwendete Kugelmodell zu validieren, zeigte, dass es bei hohen Energien den Geometriefaktor gegenüber dem vollen Box-Modell des S/C überschätzt, was letztendlich zu einer Mittelung zweier Simulationsdurchläufe mit unterschiedlichen Modellen geführt hat. Der Mittelwert ist zwar keine schlechte Abschätzung gewesen, er wurde aber nicht richtungsabhängig betrachtet. Für richtungsabhängige Response-Matrizen wird der Mittelwert nicht ausreichen. Des Weiteren sollte das Kugelmodell nicht nur mit Protonen, sondern auch mit Elektronen gegenüber dem Box-Modell validiert werden. Eine weitere Möglichkeit das S/C in die Simulation miteinzubeziehen wäre, das S/C-Box-Modell ohne das SEPT zu simulieren und das resultierende veränderte Spektrum als Eingangsspektrum für eine Simulation des SEPT zu verwenden.

Anstatt wie im Anwendungsteil dieser Arbeit die Response-Matrizen zu benutzen, um theoretische Zählraten anhand echter Messdaten auszurechnen, könnte ein gemessenes Spektrum direkt als Quellspektrum in der GEANT4-Simulation verwendet werden, um theoretische Zählraten zu erhalten. Damit würde man die Ungenauigkeit, die man durch die Aufteilung der Response-Matrix in diskrete Bins erhält, umgehen.

Eine weitere interessante Untersuchung wäre zudem, inwiefern hochenergetische Elektronen mit realen Spektren nicht nur die Protonen-Zählraten, sondern auch die Elektronen-Zählraten des SEPT beeinflussen und wie die Beiträge von der Härte des Spektrums abhängen. Das Gleiche gilt für den Beitrag von Protonen in den Elektronen-Zählraten.

Die Simulation sollte in Zukunft außerdem noch mit anderen Teilchenarten und Ionen, besonders mit α -Teilchen durchgeführt werden und damit die Response-Matrix erweitert werden.

Abschließend kann zusammengefasst werden: Durch diese Arbeit wird das SEPT besser verstanden. Der Einfluss seitlicher Teilchen außerhalb des nominellen Messbereichs kann zu signifikanten Beiträgen in den Zählraten aller Bins des SEPT führen. Mit den neuen Response-Matrizen kann für einzelne Events abgeschätzt werden, ob die Beiträge signifikant sind und beachtet werden müssen, oder ob die Messdaten wie zuvor interpretiert werden können. Für eine wünschenswerte Korrektur der Messdaten mit dem Ziel, den Effekt seitlicher Teilchen in den Griff zu bekommen, kann in Zukunft an das Ergebnis dieser Arbeit z. B. über einen der oben vorgeschlagenen Punkte angeknüpft werden.

Literaturverzeichnis

- [1] STEREO IMPACT Mission Website. URL <http://sprg.ssl.berkeley.edu/impact/>.
- [2] Real-time neutron monitor database, Juni 2014. URL <http://www.nmdb.eu>, Zuletzt besucht: Juni 2014.
- [3] STEREO IMPACT SEP-Suite Website. URL <http://www.srl.caltech.edu/STEREO/index.html>.
- [4] Solar influences data analysis center (sidc), Juni 2014. URL <http://sidc.oma.be/silso/datafiles>.
- [5] STEREO Website. URL <https://stereo.gsfc.nasa.gov/spacecraft.shtml>.
- [6] Adriani, O. et al. Time dependence of the proton flux measured by pamelA during the 2006 july-2009 december solar minimum. *The Astrophysical Journal*, 765(2):91, 2013. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/765/i=2/a=91>.
- [7] Benz, A. O. Flare observations. *Living Reviews in Solar Physics*, 5(1):1, 2008. ISSN 1614-4961. doi: 10.12942/lrsp-2008-1. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2008-1>.
- [8] Böhm, E., Kharytonov, A., and Wimmer-Schweingruber, R. F. Solar energetic particle spectra from the soho-epHin sensor by application of regularization methods. *A&A*, 473(2):673–682, 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077216. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20077216>.
- [9] Böttcher, S. Persönliche Mitteilung, 2016.
- [10] Burger, R. A., Potgieter, M. S., and Heber, B. Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the Ulysses spacecraft: Implications for the diffusion tensor. *Journal of Geophysics Research*, 105:27447–27456, December 2000. doi: 10.1029/2000JA000153.
- [11] Cliver, E. W. History of research on solar energetic particle (sep) events: the evolving paradigm. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 4(S257):401–412, 009 2008. doi: 10.1017/S1743921309029639. URL <https://www.cambridge.org/core/article/div-class-title-history-of-research-on-solar-energetic-particle-sep-events-the-evol-8FB6228834FC8249DF3960E0108EAC61>.
- [12] Dresing, N., Theesen, S., Klassen, A., and Heber, B. Efficiency of particle acceleration at interplanetary shocks: Statistical study of STEREO observations. *Astronomy and Astrophysics*, 588:A17, apr 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527853.

- [13] Gleeson, L. J. and Axford, W. I. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Astrophysical Journal*, 154:1011, December 1968. doi: 10.1086/149822.
- [14] Grupen, C. and Buvat, I. *Handbook of Particle Detection and Imaging*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2012. ISBN 978-3-642-14621-3.
- [15] Grupen, C. and Shwartz, B. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, New York, second edition, 2008. ISBN 978-0-521-84006-4.
- [16] Haggerty, D. and Roelof, E. Electron scattering in solid state detectors: Geant 4 simulations. *Advances in Space Research*, 32(3):423 – 428, 2003. ISSN 0273-1177. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)90283-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0273-1177(03)90283-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117703902833>.
- [17] Herbst, K. Persönliche Mitteilung, 2016.
- [18] Herbst et al. On the importance of the local interstellar spectrum for the solar modulation parameter. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 115(D1), 2010. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/2009JD012557. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009JD012557>. D00I20.
- [19] J.D. Sullivan. Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes. *Nuclear Instruments and Methods*, 95(1):5 – 11, 1971. ISSN 0029-554X. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(71\)90033-4](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(71)90033-4). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X71900334>.
- [20] Kaiser, M. L. The STEREO mission: an overview. *Advances in Space Research*, 36:1483–1488, 2005. doi: 10.1016/j.asr.2004.12.066.
- [21] Kallenrode, M.-B. Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 29:965–981, May 2003.
- [22] Kallenrode, M.-B. *Space Physics*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, second edition, 2001. ISBN 3540412492.
- [23] Köhler, J. et al. Inversion of neutron/gamma spectra from scintillator measurements. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research, Sec. B: Beam Interact. Mater. Atoms*, 269(22):2641 – 2648, 2011. ISSN 0168-583X. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2011.07.021>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X11006653>.
- [24] Kunow, H., Wibberenz, G., Green, G., Müller-Mellin, R., and Kallenrode, M.-B. *Energetic Particles in the Inner Solar System*, pages 243–342. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1991. ISBN 978-3-642-75364-0. doi: 10.1007/978-3-642-75364-0_6. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-75364-0_6.
- [25] Li, C., Firoz, K. A., Sun, L. P., and Miroshnichenko, L. I. Electron and proton acceleration during the first ground level enhancement event of solar cycle 24. *The Astrophysical Journal*, 770(1):34, 2013. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/770/i=1/a=34>.
- [26] Lin, R. P. e. a. A Three-Dimensional Plasma and Energetic Particle Investigation for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews*, 71:125–153, February 1995. doi: 10.1007/BF00751328.

-
- [27] Longair, M.S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, third edition, 2011. ISBN 9780521756181.
- [28] Müller-Mellin et al. The Solar Electron Proton Telescope for the STEREO Mission. *Space Sci. Rev.* 136: 363-389, 2007.
- [29] Owens, M. J. and Forsyth, R. J. The heliospheric magnetic field. *Living Reviews in Solar Physics*, 10(1):5, 2013. ISSN 1614-4961. doi: 10.12942/lrsp-2013-5. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2013-5>.
- [30] Patrignani, C. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016. doi: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [31] Potgieter, M. S. Solar modulation of cosmic rays. *Living Reviews in Solar Physics*, 10(1):3, 2013. ISSN 1614-4961. doi: 10.12942/lrsp-2013-3. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2013-3>.
- [32] Pröls, G. W. *Physik des erdnahen Weltraums*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001. ISBN 3540420525.
- [33] Prof. Dr. Bernd Heber. Extraterrestrische Physik 1, Vorlesungsinhalt, 2015.
- [34] Reames, D. V. Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. *Space Science Reviews*, 90:413–491, October 1999. doi: 10.1023/A:1005105831781.
- [35] Reid, H. A. S. and Ratcliffe, H. A review of solar type III radio bursts. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 14:773–804, July 2014. doi: 10.1088/1674-4527/14/7/003.
- [36] Schatten, K. H., Wilcox, J. M., and Ness, N. F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Solar Physics*, 6:442–455, March 1969. doi: 10.1007/BF00146478.
- [37] Schwenn, R. Space weather: The solar perspective. *Living Reviews in Solar Physics*, 3(1):2, 2006. ISSN 1614-4961. doi: 10.12942/lrsp-2006-2. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2006-2>.
- [38] Usoskin, I. G., Bazilevskaya, G. A., and Kovaltsov, G. A. Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116:A02104, February 2011. doi: 10.1029/2010JA016105.
- [39] Usoskin et al. Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951–2004. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A12), 2005. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/2005JA011250. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JA011250>. A12108.
- [40] von Rosenvinge, T. T., Cummings, A. C., Leske, R. A., Mewaldt, R. A., Reames, D. V., Stone, E. C., and Wiedenbeck, M. E. The High Energy Telescopes for the STEREO Mission. *International Cosmic Ray Conference*, 1:103–106, 2008.

-
- [41] Webb, D. F. and Howard, T. A. Coronal mass ejections: Observations. *Living Reviews in Solar Physics*, 9(1):3, 2012. ISSN 1614-4961. doi: 10.12942/lrsp-2012-3. URL <http://dx.doi.org/10.12942/lrsp-2012-3>.
- [42] Wimmer-Schweingruber, R. Folien zur Vorlesung Physik IV - Kernphysik, Elementarteilchenphysik, 2017. URL http://www.ieap.uni-kiel.de/et/people/wimmer/teaching/Phys_IV/.
- [43] zur Nedden, M. Detektoren in der Elementarteilchenphysik, Vorlesungsskript, 2006. URL http://www-hera-b.desy.de/people/nedden/lectures/05_06/dettph/.

Abkürzungsverzeichnis

CIR	(<i>engl.</i> : Corotating Interaction Region)
CME	Koronaler Massenauswurf (<i>engl.</i> : Coronal Mass Ejection)
DoY	(<i>engl.</i> : Day of Year)
FFS	Force-Field-Solution
GKS	Galaktische Kosmische Strahlung (<i>engl.</i> : Galactic Cosmic Rays (GCR))
GDML	Geometry Description Markup Language
GEANT	Geometry and Tracking
GLE	(<i>engl.</i> : Ground Level Enhancement)
GPS	General Particle Source
HET	High Energy Telescope
HMF	Heliosphärisches Magnetfeld
IEAP	Institut für experimentelle und angewandte Physik
IMPACT	In-situ Measurements of Particles and CME Transients
MIP	Minimal Ionisierendes Teilchen (<i>engl.</i> : Minimal Ionising Particle)
LIS	Lokales Interstellares Spektrum (<i>engl.</i> : Local Interstellar Spectrum)
PAMELA	Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics
S/C	Raumfahrzeug (<i>engl.</i> : Spacecraft)
SEP	Solare Energiereiche Teilchen (<i>engl.</i> : Solar Energetic Particles)
SEPT	Solar Electron and Proton Telescope
SPR	(<i>engl.</i> : Solar Particle Release)
SSD	Halbleiterdetektor (<i>engl.</i> : Solid-State-Detector)
STEREO	Solar Terrestrial Relations Observatory
ST-A	STEREO-A
ST-B	STEREO-B
XML	Extensible Markup Language

A. Anhang

A.1. Tabelle der solaren Modulationsparameter

Tabelle A.1.: Liste der in Teil 5.1.3 verwendeten solaren Modulationsparameter Φ aus [18, 17].

Monat	Modulationsparameter Φ / MV			
	2007	2008	2009	2010
01	-	500,49	474,49	435,51
02	-	507,10	459,69	400,05
03	-	503,145	453,89	402,50
04	534,99	515,07	453,59	406,89
05	525,85	519,03	426,21	-
06	533,62	504,27	444,74	-
07	518,42	514,89	442,77	-
08	511,40	500,81	432,83	-
09	514,96	486,23	427,61	-
10	503,66	480,13	431,91	-
11	496,38	487,29	429,14	-
12	506,38	457,07	451,14	-