

**Si $\Delta$ ViO**

**Entwicklung eines auf Silizium basierenden Trigger und Tracking Systems**

**Diplomarbeit von Martin Emanuel Berger**

Mat.-Nummer: 27979626

Physik Department - Technische Universität München  
Exzellenz Cluster - 'Origin of the Universe'



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>2</b>
<b>I Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>II Motivation</b>	<b>3</b>
2.1 In Medium Modifikation der Hadronenmasse . . . . .	5
2.2 Kaonische Cluster . . . . .	5
2.3 Die Proton Proton Reaktion bei $3\text{ GeV}/c^2$ . . . . .	9
2.3.1 Kinematik der Proton Proton Reaktion bei $3\text{ GeV}/c^2$ . . . . .	9
<b>III Das Fopi Spektrometer</b>	<b>13</b>
3.1 Tracking Detektoren . . . . .	14
3.1.1 CDC . . . . .	14
3.1.2 HELITRON . . . . .	16
3.2 Flugzeitdetektoren . . . . .	17
3.2.1 RPC . . . . .	17
3.2.2 Barrel . . . . .	18
3.2.3 PLAWA . . . . .	18
3.2.4 ZED . . . . .	19
3.3 Strahldetektoren . . . . .	19
3.3.1 Beamprofile Monitor . . . . .	20
3.3.2 Startzähler . . . . .	20
3.3.3 Vetodetektor . . . . .	20
3.4 Target . . . . .	21
3.5 Teilchenidentifikation . . . . .	21
<b>IV Aufbau des <math>\Lambda</math>-Triggers</b>	<b>25</b>
4.1 Motivation für den Bau des $\Lambda$ -Triggers . . . . .	25
4.2 Funktionsweise des $\Lambda$ -Triggers . . . . .	27
4.3 Der $\Lambda$ -Trigger Si $\Lambda$ ViO . . . . .	28
4.3.1 Si $\Lambda$ ViO-A . . . . .	29
4.3.2 Si $\Lambda$ ViO-B . . . . .	30
4.3.3 Detektoren . . . . .	30
4.3.4 Si $\Lambda$ vino . . . . .	33
4.4 Groundingkonzept . . . . .	33
4.5 Strahlungslängen . . . . .	34

4.6	Ausleseelektronik . . . . .	35
4.6.1	Prinzipieller Aufbau der Ausleseelektronik . . . . .	36
4.6.2	Mesytec Vorverstärker MPR16 . . . . .	37
4.6.3	Mesytec Shaper STM16 . . . . .	37
4.6.4	Der APV25 Chip . . . . .	38
4.6.5	Das Bridgeboard . . . . .	39
<b>V</b>	<b>Die APV im Detail</b>	<b>41</b>
5.1	AC-Koppler . . . . .	42
5.2	Common Noise . . . . .	46
5.3	Baselinedrop . . . . .	46
5.4	Notwendige Korrekturen . . . . .	46
5.4.1	Pedestal Korrektur . . . . .	46
5.4.2	Common Noise Korrektur . . . . .	47
5.4.3	Baselinedrop Korrektur . . . . .	49
<b>VI</b>	<b>Testexperiment mit Protonen</b>	<b>53</b>
6.1	Aufbau des Testexperiments . . . . .	54
6.2	Timing . . . . .	55
6.2.1	Trigger Timing . . . . .	55
6.3	Analyse . . . . .	57
6.3.1	Startzähler . . . . .	57
6.3.2	Rohdaten . . . . .	58
6.3.3	Triggerselektion . . . . .	58
6.3.4	Korrelationen . . . . .	61
6.3.5	Einfluss von Si $\wedge$ ViO auf die räumliche Verteilung der Teilchen . . . . .	62
<b>VII</b>	<b>GEM TPC</b>	<b>67</b>
7.1	Prinzip einer TPC . . . . .	67
7.2	Prinzip der GEM Folien . . . . .	69
7.3	Motivation für eine GEM-TPC . . . . .	69
7.4	Auslese der GEM-TPC . . . . .	70
7.4.1	Padplane . . . . .	70
7.4.2	Frontend Elektronik . . . . .	72
7.5	Design der Padplane . . . . .	73
7.5.1	Erster Prototyp . . . . .	74
7.5.2	Zweiter Prototyp . . . . .	78
<b>VIII</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
8.1	Zusammenfassung . . . . .	83
8.1.1	$\Lambda$ -Trigger . . . . .	83
8.1.2	GEM-TPC . . . . .	84
8.2	Ausblick . . . . .	84
8.2.1	$\Lambda$ -Trigger . . . . .	84
8.2.2	GEM-TPC . . . . .	84

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>Anhang</b>	<b>85</b>
<b>A Bilder von Si<math>\Delta</math>ViO</b>	<b>85</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>93</b>
1.1 Danksagung . . . . .	99

# I Einleitung

In den letzten Jahren wurden viele Experimente initiiert und durchgeführt um die Existenz von tiefgebundenen kaonischen Zuständen zu untersuchen. Viele Hinweise wurden gefunden [YA02, IIM<sup>+</sup>01], konnten aber nicht mit ausreichender Signifikanz nachgewiesen werden. Die Frage nach der Existenz dieser Kluster ist in der Strangenessphysik von großer Bedeutung, da sie Aufschlüsse über das Kaon Nukleon Potential geben und somit auch Fragen bezüglich der Massenmodifikation im Kernmedium beantworten können. Ein Experiment, welches sich mit diesem Thema beschäftigt ist am FOPI Spektrometer geplant. Die Reaktion  $p+p$  mit 3GeV Strahlenergie wird untersucht und Kluster Kandidaten werden gesucht. Für die Durchführung dieses Experiments ist ein neuartiges Triggersystem notwendig. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Weiterentwicklung dieses Systems und den Ergebnissen der letzten Tests. Zu Beginn wird ein Überblick über die mögliche Natur der kaonischen Kluster und die bereits gefundenen Hinweise auf deren Existenz gegeben. Anschliessend wird das FOPI Spektrometer erläutert. In Kapitel IV wird der Aufbau und die Funktionsweise des Triggersystems beschrieben, gefolgt von einer näheren Betrachtung ausgewählter Komponenten in Kapitel V. Kapitel VI wird sich mit der Analyse und den Ergebnissen einer Teststrahlzeit im Oktober 2008 beschäftigen. Ein weiterer Punkt mit dem sich diese Arbeit auseinandersetzen wird ist die Entwicklung zweier Padplanes für GEM-TPC Prototypen, von denen einer ebenfalls im FOPI Spektrometer getestet werden soll.



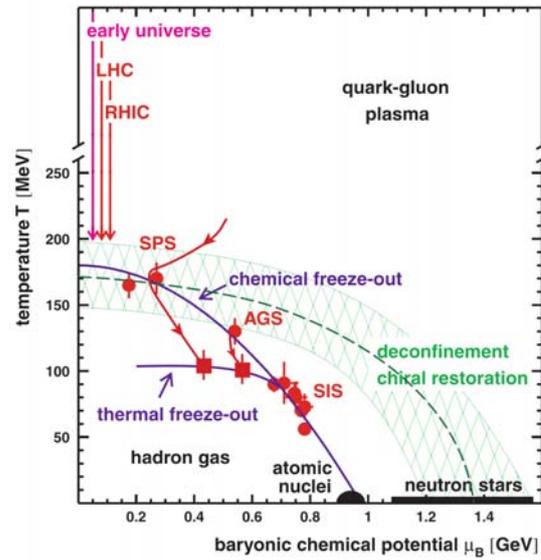
## II Motivation

Die Materie wie sie uns umgibt, besteht zu einem Großteil aus Baryonen, Teilchen die aus drei Quarks bestehen. Baryonen gehören zur Familie der Hadronen und besitzen einen halbzahligen Spin. Verständnis über die Interaktion zwischen den Quarks zu erlangen ist von grundlegender Bedeutung.

Die Quantenchromodynamik (QCD) liefert dabei den theoretischen Hintergrund zu der auf der starken Wechselwirkung beruhenden Interaktion zwischen den Quarks. Die Kopplungskonstante ist stark energieabhängig wodurch sich Effekte wie das Confinement ergeben.

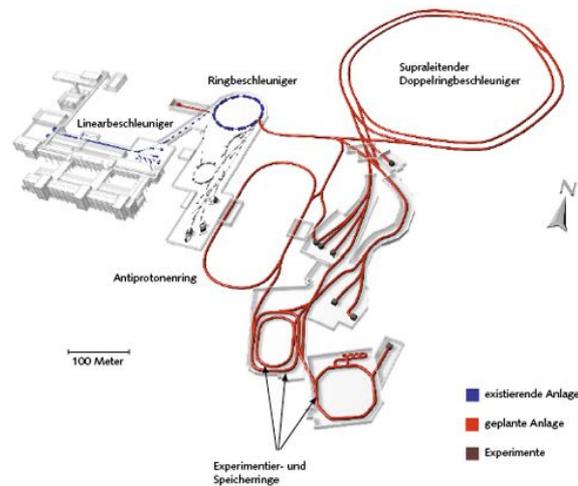
Um tiefere Erkenntnisse über die Zusammenhänge solcher Effekte zu erlangen wird seit geraumer Zeit das Phasendiagramm der Materie, im Speziellen die Zustandsgleichung (Equation-of-State, EOS) untersucht. Das Phasendiagramm wie in Abbildung 2.1 dargestellt, gibt Auskunft über die Zusammenhänge zwischen der Kerndichte  $\rho$  der Kerntemperatur  $T$  und der Energie pro Baryon  $\frac{\epsilon}{A}$ .

Um die EOS verstehen und beschreiben zu können wurden an der Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) mit dem Schwerionensynchrotron SIS-18 Experimente durchgeführt. Mit diesem Beschleuniger sind Energien bis 2 GeV pro Nukleon (4,5 GeV für Protonen) möglich. Schwerionenkollisionen in diesem Energiebereich finden bei mittleren Temperaturen ( $\approx 100 \text{ MeV}$ ) und hohen Kerndichten ( $2 - 3\rho_0$ ) statt, siehe Abbildung 2.1.



**Abb. 2.1:** Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie mit den verschiedenen Zuständen der Materie als Funktion von Temperatur und Dichte. In lila sind der chemische und der thermische freeze-out eingezeichnet. Die roten Punkte stellen die Arbeitspunkte unterschiedlicher Beschleuniger dar. Der Bereich des Hadronengases wird durch eine Übergangsphase (grün) vom Zustand des Quark-Gluon Plasmas getrennt [BMS96, Sta99].

Abbildung 2.2 zeigt schematisch das Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung mit dem neu geplanten FAIR [GAE<sup>+</sup>06] Komplex.



**Abb. 2.2:** Skizze des Helmholtzzentrums mit dem SIS18 und dem Linearbeschleuniger (blau) und dem neu geplanten Beschleunigerkomplex (rot).

## 2.1 In Medium Modifikation der Hadronenmasse

Im Zusammenhang mit der EOS wurde die Modifikation der Hadronenmassen innerhalb heißer und dichter Kernmaterie untersucht [NL61, HK94, BR96]. Betrachtet man die invarianten Massen von Hadronen innerhalb des Kernmediums mittels Spektroskopie von Leptonen, so misst man nicht die skalare Masse des Hadrons alleine, sondern eine durch ein Hadron-Nukleon Potential verschobene und aufgeweitete Massenverteilung [YA99]. Die skalare Hadronenmasse kann man durch Produktion und Analyse von stark gebundenen Hadronenzuständen unabhängig von der Aufweitung messen [TY02]. Eine derartige Massenverschiebung konnte bereits für die  $\pi^-$ -Masse nachgewiesen werden [Ta98, Ita00, Gei02, WBW97]. Diese Ergebnisse wurden durch die Beobachtung von 1s und 2p Zuständen des  $\pi^-$  innerhalb von  $^{207}\text{Pb}$  [Yam96, Yam96, Ta98, Gil00] und  $^{205}\text{Pb}$  [Ita00] erzielt.

Andererseits konnte bei dem NA60 Experiment am Positron-Synchrotron (PS) der CERN Forschungseinrichtung keine Massenverschiebung von Mesonen, in diesem Fall  $\rho$ -Mesonen, im Medium gefunden werden, wohl aber eine Verbreiterung [Da07]. Es besteht also der Bedarf weiterer Messungen zur Bestimmung der Massenmodifikation von Hadronen innerhalb des Kernmediums. So ist es beispielsweise geplant am HADES Spektrometer an der GSI Messungen diesbezüglich an den  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  Mesonen vorzunehmen. Die Messungen sollen anhand von Dileptonenspektren durchgeführt werden, da Leptonen nicht stark wechselwirken und somit ideale Sonden zur Bestimmung der Massenmodifikation darstellen.

## 2.2 Kaonische Cluster

Um unter anderem die Massenmodifikation der Kaonen innerhalb des Kernmediums zu bestimmen, werden seit fast 20 Jahren Experimente mit Kaonen, die bei Schwerionenreaktionen unterhalb der Schwelle entstehen durchgeführt [F07, Str01, ML07, Ben07, Kut00, Ple99, Sch08, Lor08]. Die Ergebnisse aus diesen Experimenten bezüglich des Kaon-Nukleon Potentials weisen auf ein repulsives bzw. attraktives Potential für  $K^+$  bzw.  $K^-$  hin. Abbildung 2.3 zeigt eine Modellrechnung für die Modifikation der  $K^+$ -Mesonen als Funktion der Baryondichte.

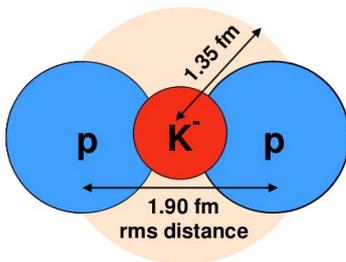


Abb. 2.4: Vereinfachte Darstellung des gebundenen  $ppK^-$  Zustandes [FC07].

Es wurden durch die Annahme dieses attraktiven  $K^-$ -Nukleon Potentials gebundene Zustände von Systemen aus  $K^-$  und Nukleonen vorhergesagt, sogenannte kaonische Cluster [TY02]. Es existieren bereits mehrere theoretische Ansätze zu diesen Systemen. So lässt sich aus Ergebnissen zu kaonischen Molekülen [Iwa97] und aus  $\bar{K}N$ -Streudaten [Mar81] ein  $\bar{K}N$ -Potential phänomenologisch ableiten [YA02, YAD04, DAHY04a, TY02, DAHY04b] und es kann das  $\Lambda(1405)$  als ein gebundenes System aus  $p+K^-$  gedeutet werden. Das  $\Lambda(1405)$  wäre somit der kleinste gebundene Kaon-Nukleon Zustand. Eine andere Möglichkeit ist es, die  $\bar{K}$ -N Wechselwirkung durch einen ebenfalls die experimentellen Daten reproduzierenden, effektiven SU(3)-Lagrangian zu beschreiben [WKW96, Wei96, KSW95].

Theoretische Berechnungen [YA07] sagen für einen gebundenen  $ppK^-$ -Zustand eine Masse

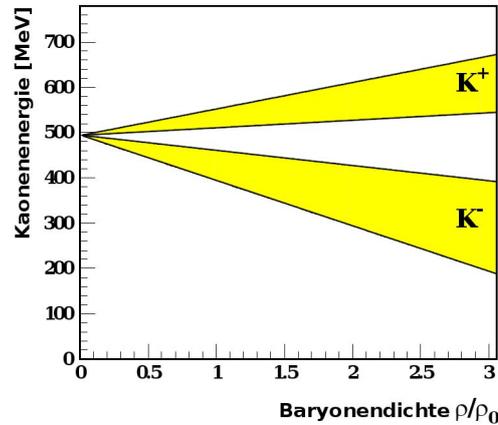


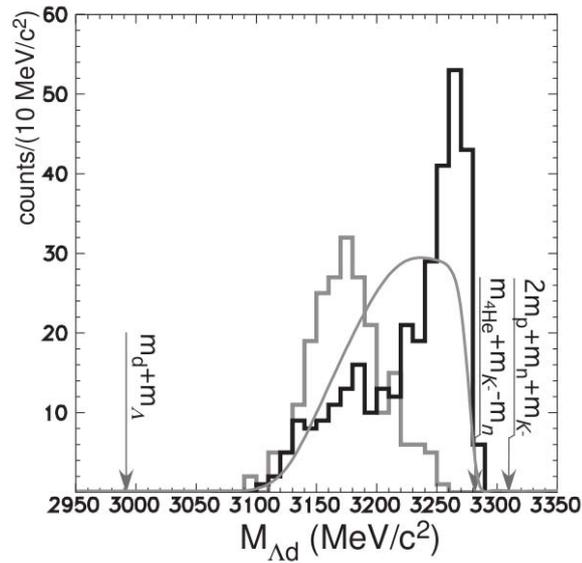
Abb. 2.3: Effektive Masse von  $K^+$  und  $K^-$  als Funktion der Baryondichte. Der Eingefärbte Bereich markiert die Ergebnisse verschiedener theoretischer Modelle [SBM97].

von  $2370 \frac{MeV}{c^2}$  bei einer Breite von  $\Gamma = 61 \frac{MeV}{c^2}$  und eine Bindungsenergie von  $B_K = 48 MeV$  voraus. Stark vereinfacht, kann man sich das  $ppK^-$  wie ein Wasserstoffmolekül ( $H_2^+$ ), nur Zusammengesetzt aus  $pK^- (\cong \Lambda^*)$  und einem Proton, vorstellen. Dabei ist  $\Lambda^*$  ein gebundener Zustand aus  $K^- p^{I=0}$  mit einer Bindungsenergie von  $B=27 MeV$  und einer Breite  $\Gamma=40 MeV$  und stellt eine Möglichkeit dar das  $\Lambda (1405)$  zu beschreiben. Nimmt man ein attraktives  $K^-$ -Nukleon Potential an, kann sich das  $\Lambda^*$  mit einem zusätzlichen Proton zu einem  $ppK^-$  formieren. Diese Betrachtungsweise legt nahe, dass sich die Protonen, welche alleine keinen gebundenen Zustand einnehmen können, durch dieses attraktive  $\bar{K}N$ -Potential binden könnten, wie in Abbildung 2.4 dargestellt.

Aus den Eigenschaften des  $ppK^-$  lässt sich auf die Stärke des  $K^-$ -Nukleon Potentials schließen. Kaonische Cluster stellen daher eine gute Möglichkeit dar, das  $K^-$ -Nukleon Potential zu untersuchen.

Wichtige Hinweise auf die Existenz von Kaonischen Clustern wurden vor einigen Jahren von Experimenten am KEK Forschungszentrum in Japan geliefert. Hier wurden in einem  $K^-$ -Einfang Experiment Anzeichen auf eine strangeness beinhaltende tribarion Resonanz  $S^0(3115)$  mit einer Bindungsenergie von  $B = -194 MeV$  und einer Breite  $\Gamma < 21,6 \frac{MeV}{c^2}$  gefunden [IIM<sup>+</sup>01, Suz04]. Weitere Experimente lieferten eine obere Grenze für die Breite des  $S^0(3115)$  Zustandes von  $\Gamma < 40 \frac{MeV}{c^2}$  [Sat01], sowie Anzeichen auf eine breite  $S^+$  Resonanz mit einer Masse zwischen  $3100 \frac{MeV}{c^2}$  und  $3200 \frac{MeV}{c^2}$ . Die kinematischen Einschränkungen des Experiments verhinderten eine genauere Analyse dieser Resonanz [Suz07]. Abbildung 2.5 zeigt ein Invariant-Mass Spektrum, das bei einer  $K^-$  Einfangreaktion am KEK Forschungszentrum gemessen wurde. Dabei ist die graue Verteilung die  $S^+$  resonanz, der schwarze asymmetrische Peak bei einer Masse von  $3282 \frac{MeV}{c^2}$  wurde als  $\Lambda d$  aus dem Zerfall  $K^- \rightarrow ppn(n) \rightarrow \Lambda d(n)$  mit dem fehlenden n als Spektator interpretiert. Die

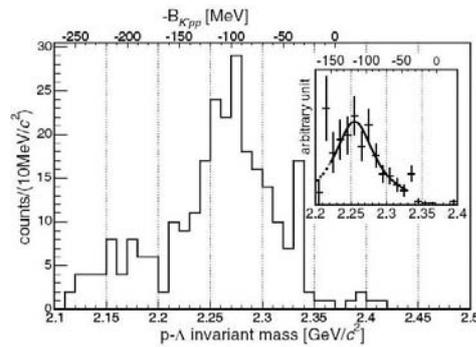
Die FINUDA Kollaboration hat bei einem Experiment am DAΦNE  $-e^+e^-$  Collider Hinweise auf einen gebundenen  $ppK^-$  Zustand gefunden. Die in diesem Experiment durch  $e^+e^-$



**Abb. 2.5:** Untergrundbereinigtes Invariantes-Massen-Spektrum von  $d\Lambda$  aus einem  $K^-$ -Einfang Experiment durchgeführt am KEK Forschungszentrum. In grau ist die  $S^+$  Resonanz eingezeichnet, in schwarz eine Resonanz, die als  $\Lambda d$  interpretiert wurde.

Kollisionen entstandenen  $K^-$ -Mesonen aus dem  $\phi$ -Zerfall, wurden in verschiedenen Targets ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{12}\text{C}$ ) gestoppt. Die aus dieser Reaktion emittierten Teilchen wurden alle gemessen und es konnte somit die invariante Masse von  $\Lambda p$  rekonstruiert werden. Hieraus waren Anzeichen für einen gebundenen  $ppK^-$ -Zustand ersichtlich. Abbildung 2.6 zeigt das resultierende invariante Masse Spektrum von  $p\Lambda$  nach Abzug des Untergrundes. Die Signatur des  $ppK^-$  ist zwischen 2,22 und 2,33  $\frac{\text{GeV}}{c^2}$  zu erkennen [Suz05, Col06, BFL<sup>+</sup>07].

Die Transferreaktion, die diesem Produktionsmechanismus des  $ppK^-$  zugrunde liegt kann



**Abb. 2.6:** Spektrum der untergrundbereinigten invarianten Masse  $M(\Lambda p)$ , welches durch den Einfang von  $K^-$  in  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  und  ${}^{12}\text{C}$  am DAΦNE  $e^+e^-$  Collider aufgenommen wurde. Das Inset zeigt die Verteilung nach einer Akzeptanzkorrektur.

mit Hilfe des  $\Lambda^*$  erklärt werden [YA07]. Abbildung 2.7 (links) zeigt wie sich das  $ppK^-$  durch Beschuss von Deuteronen mit  $\pi^+$  in einer Transferreaktion theoretisch bilden kann [YA07].

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines gebundenen Zustandes aus  $\Lambda^*$  und p, sowie der Wirkungsquerschnitt für das quasifreie  $\Lambda^*$  sind rechts in Abbildung 2.7 gezeigt. Bei der Produktion von  $\Lambda^*$  und p werden diese durch den geringen Impulsübertrag

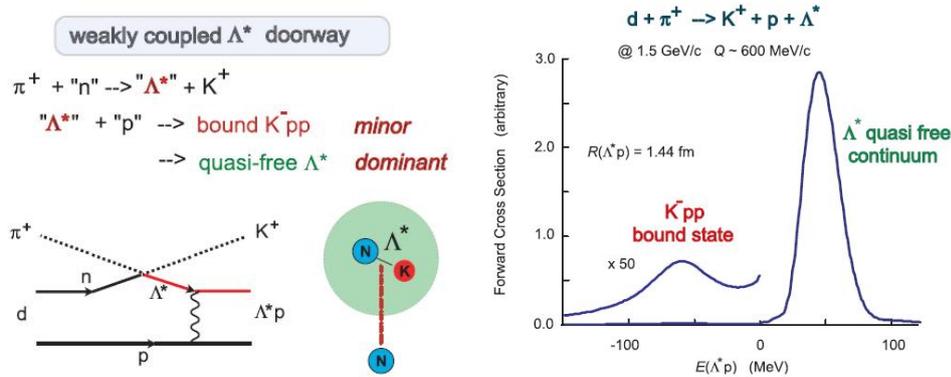


Abb. 2.7: Produktionsmechanismus des  $ppK^-$  in einer Austauschreaktion (links), bei der der quasi-freie Kontinuumszustand des  $\Lambda^*$  mit einem dominanten Anteil entsteht (rechts) [YA07].

von  $\approx 600 \frac{\text{MeV}}{c}$  ( $pK^- \approx 1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ ) in unterschiedliche Richtungen emittiert, weswegen sich der Phasenraum der beiden Teilchen nur wenig überschneidet. Dies führt dazu, dass, wie an dem Wirkungsquerschnitt ersichtlich, die Produktion eines gebundenen  $ppK^-$  gegenüber dem quasifreien  $\Lambda^*p$  Zustand stark unterdrückt ist.

Ebenfalls am DAΦNE  $-e^+e^-$  Collider wird derzeit ein Experiment, das AMADEUS-Projekt, als Weiterführung der KEK Experimente geplant. Dieses Projekt dient dazu, die Zustände, auf die das KEK Experiment bereits Hinweise gefunden hat, mit einer höheren kinematischen Akzeptanz als dies bisher möglich war zu untersuchen. Dabei sollen  $K^-$  Mesonen in einer hohen Rate aus dem Zerfall des  $\Phi$  Mesons erzeugt und durch Einfangreaktionen zu kaonischen Clustern gebunden werden. Im Zuge dieses Projekts ist eine Erweiterung des KLOE-Spektrometers geplant [AAA<sup>+</sup>02]. Diese Erweiterung soll es ermöglichen, mit einer  $4\pi$ -Akzeptanz geladene und neutrale Teilchen in einer exklusiven Messung nachzuweisen. Dadurch kann man die Masse kaonischer Cluster durch die Missing-Mass Methode, sowie durch die Invariant-Mass Methode bestimmen [Kie08] [Cur07]. Als Target ist  $^3\text{He}$  bzw.  $^4\text{He}$  vorgesehen.

Am FOPI Spektrometer an der GSI wurden in vorläufigen Auswertungen der Daten einer Ni-Ni-Reaktion bei 1,93 AGeV in einem invarianten Massenspektrum von  $d\Lambda$  Anzeichen auf einen gebundenen  $ppnK^-$  Zustand mit einer Masse von  $3160 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  gefunden [Her05]. Hinweise auf die Formation eines  $ppK^-$  Zustandes mit einer Masse von  $2130 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  konnten ebenfalls gefunden werden.

Allerdings ist es bis jetzt noch nicht möglich gewesen das  $ppK^-$  signifikant nachzuweisen. Ebenso sind für eine ausführliche Beschreibung des Kaon-Nukleon Potentials noch zusätzliche Messungen notwendig [Str08, FS08], die aus der Analyse des  $ppK^-$  gewonnen werden könnten.

### 2.3 Die Proton Proton Reaktion bei 3 GeV/c<sup>2</sup>

Theoretischen Rechnungen zufolge wird bei Proton-Proton-Kollisionen mit Strahlenergien von 3-4 GeV/c<sup>2</sup> das gebundene  $ppK^-$ , im Gegensatz zu Transferreaktionen wesentlich häufiger produziert als der quasifreie  $\Lambda^*p$  Zustand. Für das  $ppK^-$  werden in der Theorie unterschiedliche Radien angenommen. Der Radius  $R$  ist dabei der Abstand zwischen  $\Lambda^*$  und dem Proton. Der berechnete Wirkungsquerschnitt ergibt sich dadurch zu unterschiedlichen Werten [YA07]. In Abbildung 2.8 auf der rechten Seite sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Radien abgebildet. Auf der linken Seite ist der Produktionsmechanismus des  $ppK^-$  in der p+p Reaktion zu sehen. Der wesentlich höhere

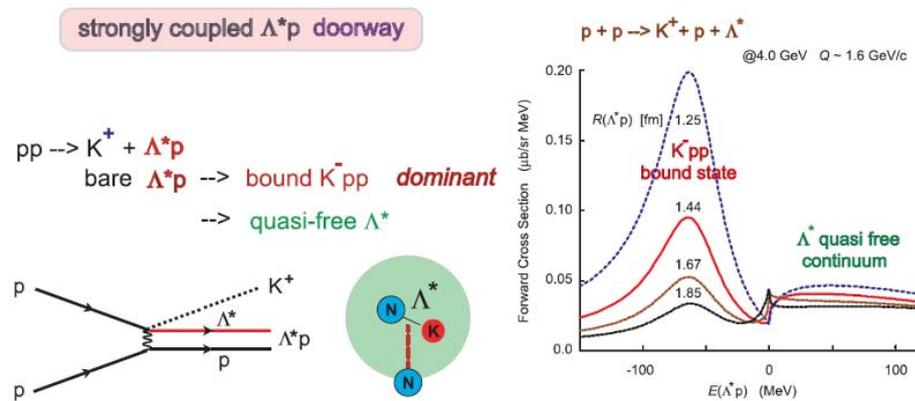


Abb. 2.8: Die Formation des  $ppK^-$  bei  $pp$ -Kollisionen (links) und der mit dem Radius variierende Wirkungsquerschnitt (rechts).

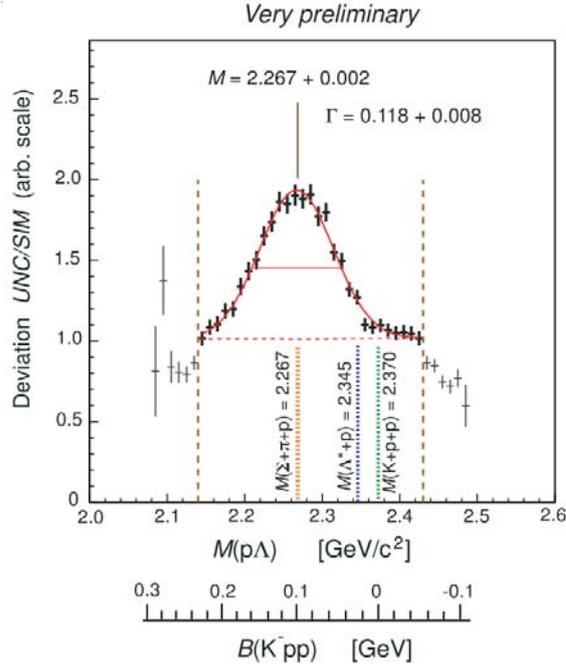
Wirkungsquerschnitt lässt sich durch einen größeren Überlapp des  $\Lambda^*$  und des Protons im Phasenraum erklären. Bei dieser Reaktion treten die Reaktionsteilchen durch den hohen Impulsübertrag unter kleineren Winkeln aus der Reaktion aus. Ebenso besitzen sie einen kleineren Impulsunterschied. Bei einem kleineren Radius ist ein entsprechend kleinerer Stoßparameter des einfallenden Protons notwendig. Dies führt dazu, dass sich das  $\Lambda^*$  und das Proton im Phasenraum weiter überschneiden und die Bindung der beiden Teilchen wahrscheinlicher wird [YA07].

Es ist daher sinnvoll das  $ppK^-$  mittels der  $pp$ -Reaktion zu untersuchen.

Es wurde in vorläufigen Ergebnissen einer Proton-Proton Reaktion mit einem Strahlimpuls von 2,85 GeV am DISTO-Experiment ein Hinweis auf einen gebundenen  $ppK^-$  Zustand gefunden [Yam08]. Die Signatur des Invariante-Masse Spektrums in Abbildung 2.9 kann als möglicher  $ppK^-$  Zustand mit einer Masse von  $M=2257 \pm 0,002 \frac{MeV}{c^2}$  und einer Breite von  $\Gamma=118 \pm 8 \frac{MeV}{c^2}$  erklärt werden. Die Bindungsenergie des  $ppK^-$  beträgt in diesem Fall  $\approx 100$  MeV [Yam08].

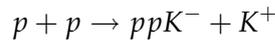
#### 2.3.1 Kinematik der Proton Proton Reaktion bei 3 GeV/c<sup>2</sup>

Theoretische Berechnungen mit einem 3  $\frac{GeV}{c^2}$  Protonenstrahl besagen, dass für diese Energie der Produktions-Wirkungsquerschnitt des  $ppK^-$  am größten ist [YA07, IKMW08] und Untergrundreaktionen weniger wahrscheinlich auftreten, als bei höheren Strahlenergien.

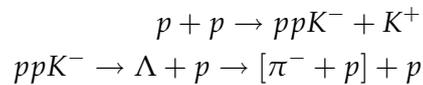


**Abb. 2.9:** Invariantes Massenspektrum von  $p\Lambda$ , gemessen mit dem DISTO-Experiment bei einem Strahlimpuls von 2,85 GeV. Der prominente Peak wird als möglicher  $ppK^-$ -Zustand diskutiert [Yam08].

Es wurden im Zuge dieser Berechnungen ebenfalls Simulationen der Wirkungsquerschnitte der Reaktion



in Abhängigkeit der  $ppK^-$ -Masse und des  $K^+$  Impulses für unterschiedliche Laborwinkel des  $K^+$  durchgeführt, siehe Abbildung 2.10. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt für kleine Laborwinkel des  $K^+$  bei gleichzeitig hohem Impuls am größten ist. Weiterhin wurden Simulationen zu der Kinematik der Reaktion



durchgeführt, um die Verteilung der Schwerpunkts- und Laborwinkel der Zerfallsteilchen des  $ppK^-$  in Abhängigkeit deren Impulse zu bestimmen. In Abbildung 2.11 sind die Phasenraumverteilungen einiger Reaktionsprodukte dargestellt. Die beiden Protonen werden demnach größtenteils unterhalb von  $20^\circ$  emittiert, während die leichteren Pionen unter bis zu  $50^\circ$  emittiert werden können. Im Verhältnis zu den Protonen besitzen die Pionen auch einen kleineren Impuls. Dieser Zerfallskanal ist mit 50% der Wahrscheinlichste, wie in Abbildung 2.12 dargestellt wird.

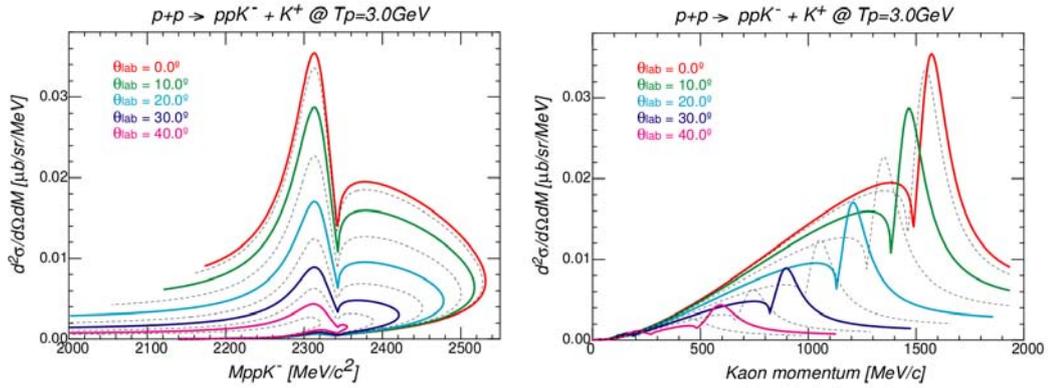


Abb. 2.10: Der simulierte Wirkungsquerschnitt der  $ppK^-$  Produktion in Abhängigkeit der  $ppK^-$ -Masse (links) und des  $K^+$  Impulses (rechts) für verschiedene Laborwinkel des  $K^+$  bei  $3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  Strahlenergie.

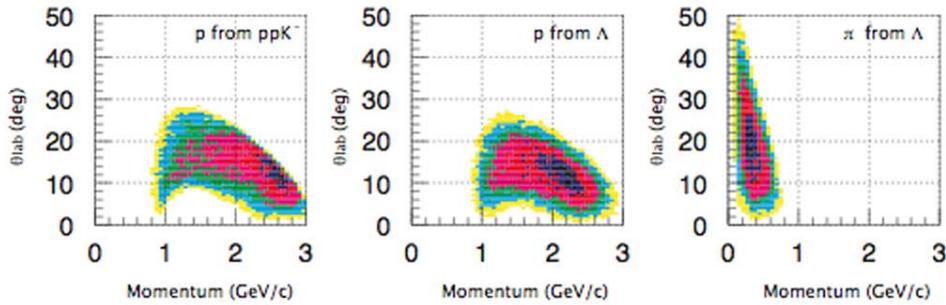


Abb. 2.11: Verteilung der Laborwinkel der Zerfallsteilchen des  $ppK^-$  in Abhängigkeit von deren Impuls.

$$K^- pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Lambda + p \rightarrow \pi^- + p + p \\ \Sigma^0 + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma + p \\ \Sigma^+ + n \end{array} \right\} \begin{array}{l} 50\% \\ 50\% \end{array}$$

Abb. 2.12: Mögliche Zerfallskanäle des  $ppK^-$ .

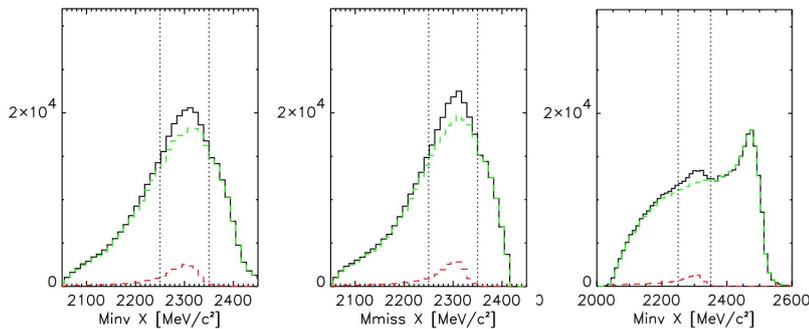
Mit einem Detektorsystem mit dem es möglich ist Kaonen mit Laborwinkeln unterhalb von  $50^\circ$ , sowie die Zerfallsprodukte des  $ppK^-$  mit Laborwinkeln kleiner als  $30^\circ$ , zu identifizieren und ihren Impuls zu bestimmen, kann man die Invariant-Mass Methode und auch die Missing-Mass Methode anwenden, um die Masse des  $ppK^-$  zu rekonstruieren. Für die Missing-Mass Methode muss das  $K^+$  gemessen werden, für die Invariante-Masse Methode das Proton aus dem direkten Zerfall, sowie die Zerfallsprodukte des  $\Lambda$ 's, ein weiteres Proton und ein Pion. Ein idealer Standort zur Untersuchung dieser Reaktion ist die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt mit dem SIS18 Beschleuniger. Mit diesem ist es möglich Protonenstrahlen mit der benötigten Energie von mindestens  $3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  zu erzeugen. Die Messung selbst, soll am FOPI Spektrometer stattfinden, da dieses mit seiner nahezu  $4\pi$  Raumwinkelakzeptanz gut geeignet ist, die Zerfallsteilchen nachzuweisen. Auch die geometrische Akzeptanz bei kleinen Winkeln spricht für das FOPI Spektrometer.

Neben der gesuchten Reaktion  $p + p \rightarrow K^+ + ppK^-$  existieren noch zwei Untergrundreaktionen:

1.  $p + p \rightarrow K^+ + \Lambda + p$
2.  $p + p \rightarrow K^+ + \Sigma + p$

Der Anteil der Untergrundreaktion 2 kann durch vergleichen der Missing-Mass mit der Invariant-Mass beseitigt werden. Der größte Teil des Untergrunds wird durch die Untergrundreaktion 1 erzeugt. Zur Bestimmung des Signal zu Untergrund Verhältnisses wurden anhand der kinematischen Berechnungen Monte Carlo Simulationen der dominanten Untergrundreaktion durchgeführt. In Abbildung 2.13 sind die simulierten Spektren der Invariant-Mass des  $\Lambda p$  und der Missing-Mass des  $K^+$  abgebildet [FC07]. Am FOPI Spektrometer ist es möglich innerhalb eines Polarwinkelbereichs von  $30^\circ$  bis  $50^\circ$  den Viererimpuls der emittierten Kaonen direkt zu bestimmen, da in diesem Bereich hochauflösende Flugzeitdetektoren installiert sind (RPC, siehe Kapitel 3.2.1). Wird das  $K^+$  direkt gemessen ergibt sich das invariante-Masse Spektrum wie es in Abbildung 2.13 links dargestellt ist. Das Missing-Mass Spektrum für diesen Fall ist in der Mitte abgebildet.

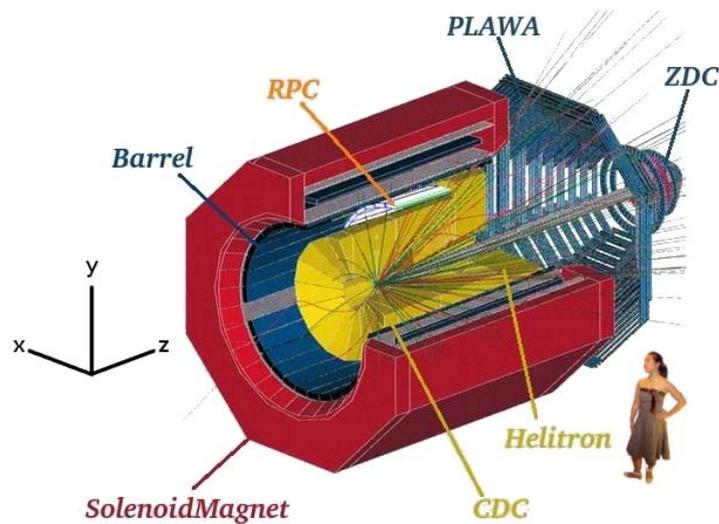
Ist das Kaon nicht direkt messbar, aber alle Teilchen innerhalb eines Winkelbereichs von  $7^\circ - 33^\circ$ , ergibt sich, wenn alle Teilchen gemessen werden konnten, das invariante Masse Spektrum in Abbildung 2.13 auf der rechten Seite. Die Untergrundreaktion 1 ist dann nicht mehr durch vergleichen der Missing-Mass mit der Invariant-Mass eliminierbar und das  $K^+$  muss indirekt bestimmt werden. In allen drei Spektren sind die gemessenen Daten in schwarz eingezeichnet, der simulierte Untergrund in grün und das eigentliche Signal in rot. Die gepunkteten senkrechten Linien markieren den Bereich in dem das Signal zu Untergrund Verhältnis bestimmt wurde. Im Fall dass das Kaon direkt gemessen werden kann ergibt sich dieses Verhältnis zu  $\frac{3}{40}$ , ist die direkte Messung nicht möglich ist der Wert des Verhältnisses  $\frac{3}{55}$  [FC07].



**Abb. 2.13:** Spektrum der invariante Masse (links) und der Missing-Mass (mitte) falls der Viererimpuls des  $K^+$  gemessen werden konnte. Rechts ist invariante Masse abgebildet, falls das  $K^+$  indirekt identifiziert werden muss, aber alle Zerfallsteilchen im Bereich von  $7^\circ - 33^\circ$  emittiert wurden. Die gesamte Verteilung Das Signal ist in

### III Das Fopi Spektrometer

Der Name des FOPI Experiments, welches bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt aufgebaut ist, leitet sich von seiner nahezu  $4\pi$  (FOur PI) Raumwinkelabdeckung ab [Rit95, Hil92]. Das FOPI Spektrometer wurde konstruiert um die Eigenschaften von heißer und dichter Kernmaterie zu studieren. Die Eigenschaften von Kernmaterie untersucht man bei FOPI durch die Messung der produzierten Hadronen, deren Impuls und Verteilung im Phasenraum [Rit95, Hil92]. Hierfür ist es notwendig eine möglichst vollständige Eventcharakterisierung bei Schwerionenstößen zu erhalten. Um dies zu realisieren besteht das fixed target Experiment FOPI aus mehreren Detektoren, welche jeweils für die Bestimmung bestimmter Teilcheneigenschaften optimiert sind. So ist es mit den Trackingdetektoren möglich die Trajektorie zu rekonstruieren und den Impuls (wenn ein magnetisches Feld vorhanden ist) der Teilchen zu messen. Mit den Flugzeitdetektoren erlauben es die Geschwindigkeit zu bestimmen. Innerhalb des 0.6 T Feldes des supraleitenden Solenoidmagneten befinden sich zwei Spurdetektoren und zwei Flugzeitdetektoren. Weiter downstream, außerhalb des Magneten befinden sich zwei weitere Flugzeitdetektoren. Als Standort für FOPI wurde der Schwerionen Synchrotron (SIS18) an der GSI gewählt, da dieser den Energiebereich von 1 bis 3 AGeV abdeckt. In diesem Energiebereich erwartet man eine hohe Dichte der Kernmaterie, bei mittleren Temperaturen (Abbildung 2.1). Im Linearbeschleuniger UNILAC wird ein Protonen- oder Schwerionenstrahl vorbeschleunigt und anschließend in den SIS18 eingespeist. Mit einer Länge von 120 m, 15 single gap Resonatoren mit je 1,2 MV Beschleunigungsspannung beschleunigt der UNILAC Teilchen auf eine Energie von  $11,4 \frac{MeV}{u}$ . Der SIS18 ist ein Synchrotron mit einem Umfang vom 213 m welcher Protonen bis zu einer kinetischen Energie von 4,5 GeV und Schwerionen bis 2 AGeV beschleunigt, bei einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm.



**Abb. 3.1:** Schematischer Aufbau des FOPI Spektrometers an der GSI. Hier mit einer typischen Schwerionenreaktion dargestellt.

### 3.1 Tracking Detektoren

Die zwei in FOPI verwendeten Trackingdetektoren sind Driftkammern. Driftkammern besitzen ein Gasvolumen in dem durchquerende, geladene Teilchen die Gasatome/Moleküle Ionisieren können, die sogenannten Primärelektronen und -elektronen werden erzeugt. Die Primärelektronen driften in einem elektrischen Feld (Driftfeld), erzeugt durch die Felddrähte, zu den Potentialdrähten. Diese stehen ebenfalls unter Spannung und erzeugen somit auch ein elektrisches Feld. Dieses Feld dient dazu, die primär erzeugten Elektronen in der unmittelbaren Nähe der Drähte so weit zu beschleunigen, dass sie weitere Gasatome ionisieren können. Eine Lawine aus Ladungsträgern wird so bei den Potentialdrähten erzeugt. Die große Anzahl an Elektronen und Ionen die dadurch generiert werden, ändern den Energieinhalt des Driftfeldes so stark, dass ein messbares Signal in den Signaldrähten nahe der Ladungsträgerlawine induziert wird.

#### 3.1.1 CDC

Die CDC (Abbildung 3.2) wurde 1992 in betrieb genommen [Rit95]. In den 16 Sektoren, die durch die Felderzeugenden Drähte getrennt sind, befinden sich jeweils 60 Signal- und 60 Anodendrähte. Die durch die Signaldrähte aufgespannten Ebenen liegen parallel zur Strahlachse und sind radial um  $8^\circ$  gedreht. Zusätzlich sind die Signaldrähte abwechselnd um  $200 \mu\text{m}$  gegeneinander versetzt. Dies dient zur leichteren Identifizierung von Spiegeltracks<sup>1</sup>. Sie ist eine zylindrische 2,07 m lange Vieldrahtkammer mit einem Außendurchmesser von 1,74 m. Im Inneren durchmisst sie 30 cm, bei einer Länge von 80 cm. Der Längenunterschied

<sup>1</sup>Die Richtung, aus der die Ladungsträger zum Signaldraht gedriftet sind, ist nicht a priori bekannt, wodurch zwei Spuren rekonstruiert werden. Die gespiegelte Spur hat ihren Ursprung nicht im Target.

bewirkt eine Konische Form (Abbildung 3.2).

Die x- und y-Koordinate eines Spurpunktes ist durch die Position des Drahtes bekannt. Die z-Koordinate wird durch das Auslesen beider Drahtenden gewonnen. Dafür sind die Signaldrähte widerstandsbehaftet ( $500 \Omega/m$ ) und eine Teilung des Signals findet statt. Über das Verhältnis der Ladungsmengen/Pulshöhen an den beiden Enden des Drahtes lässt sich auf die z-Position des Spurpunktes schließen. Die Signaldrähte bestehen aus einer Ni/Cr Legierung und sind  $50 \mu m$  dick, die Cu/Be-Potentialdrähte sind  $100 \mu m$  dick. Die Ausleseelektronik befindet sich außen auf den Stirnflächen der CDC.

Das Driftfeld von  $\approx 800 \frac{V}{cm}$  wird durch eine Spannung von  $U_{kath} = -15 kV$  an den Kathodendrähten erzeugt. Durch eine Gasmischung von 88% Argon, 10% Isobutan und 2% Methan wird eine Nahezu driftfeldunabhängige Driftgeschwindigkeit von  $v_{Drift} = 4 \frac{cm}{\mu s}$  erreicht. An den Potentialdrähten liegt eine Spannung von  $U_{pot} = -1275 V$  an.

Die CDC deckt bei nominaler Targetposition einen Polarwinkel von  $30^\circ < \theta < 140^\circ$  bei einer Impulsauflösung von 7% bis 12% [Ben07] ab. Die azimuthale Akzeptanz beträgt  $2\pi$ . Mit der CDC kann eine Rekonstruktionsgenauigkeit der Zerfallsvertices von Sekundärteilchen von 0,5 cm in der xy-Ebene und 2 cm in z-Richtung erreicht werden [Kut00].

Die Akzeptanz für die unter kleinen Polarwinkeln emittierten Zerfallsprodukte der  $\Lambda$ Hyperonen wird durch das Verschieben des Targets um 40 mm strahlaufwärts erhöht. Dadurch ändert sich die Polarwinkelakzeptanz zu  $27^\circ < \theta < 113^\circ$ .

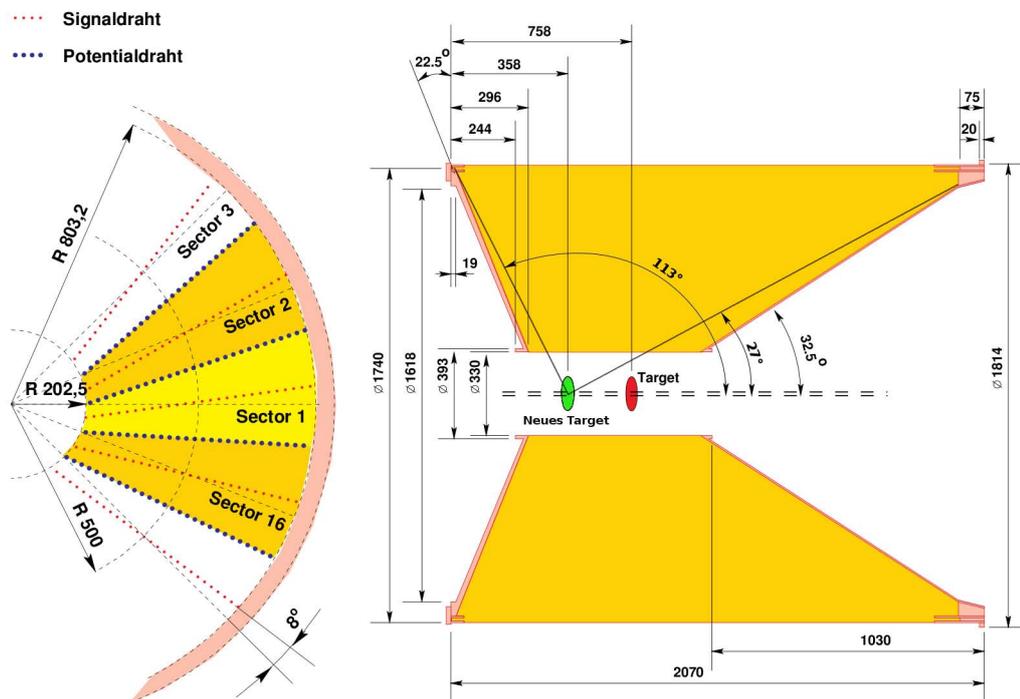


Abb. 3.2: Querschnitte durch die CDC mit nominaler Targetposition (rot) und neuer Targetposition (grün).

### 3.1.2 HELITRON

Direkt hinter der CDC, am Rand des Solenoidfeldes, schon im inhomogenen Bereich [Kre97], befindet sich eine weitere Driftkammer, die HELITRON (Abbildung 3.3). Sie wurde speziell zur Messung der helixförmigen Trajektorie der produzierten Teilchen entwickelt. Daraus leitet sich auch ihr Name ab. In den 24 Sektoren der HELITRON stehen die je 53 Cu/Be Potentialdrähte ( $125\ \mu\text{m}$  Durchmesser) und 54 Ni/Cr Auslesedrähte ( $50\ \mu\text{m}$  Durchmesser) im Gegensatz zur CDC senkrecht, radial auf der Strahlachse. Die Driftdrähte sind in Strahlrichtung gespannt und bilden dazu parallele Ebenen. Genau wie in der CDC sind die Signaldrähte zur Ortsbestimmung mit einem Widerstand behaftet ( $1\ \frac{\text{k}\Omega}{\text{m}}$ ). Die Ausleseelektronik befindet sich auf der äußeren Mantelfläche der HELITRON. Der Außendurchmesser der HELITRON beträgt 198 cm, der Innenradius 42 cm und die Tiefe 198 cm.

Das  $750\ \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  betragende Driffeld wird durch eine Driftspannung von  $U_{\text{Drift}} = 12,3\ \text{kV}$

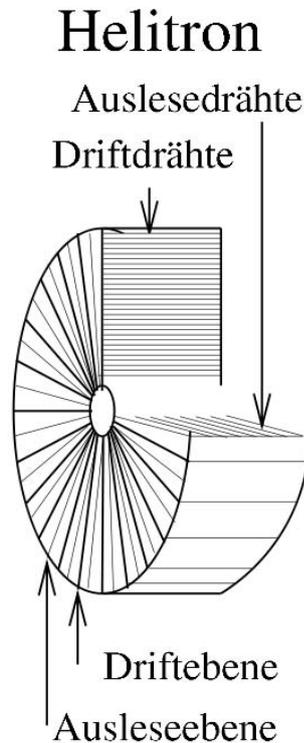


Abb. 3.3: Schnitt durch die HELITRON mit sichtbaren Signal- und Auslesedrähten.

und eine Potentialspannung von  $U_{\text{pot}} = 1,6\ \text{kV}$  erzeugt [Har03]. Für das Driftgas der HELITRON wurde bei der Installation das Gassystem der CDC so umgebaut, dass es sowohl CDC als auch HELITRON versorgen kann. Das Driftgas in der HELITRON hat also die gleiche Mischung wie in der CDC ( $88/10/2\ \text{Ar}/\text{C}_4\text{H}_{10}/\text{CH}_4$ ).

Mit der HELITRON ist eine Impulsauflösung von 7% erreichbar [Ple99], eine Rekonstruktion der sekundären Vertices ist allerdings nicht möglich, da sie zu weit vom Target entfernt ist. Ermöglichen würde dies ein weiterer Spurpunkt zwischen Target und HELITRON. Es ist vorgesehen hierfür die Ortsinformation der zweiten SiAViO Lage, SiAViO-B, zu benutzen.

zen. Dies ist sehr von Vorteil, da die HELITRON bei der Targetposition wie sie für das pp-Experiment vorgesehen ist (40 cm downstream), Polarwinkel von  $4,5^\circ < \theta < 27^\circ$  abdeckt und somit die für dieses Experiment wichtigen Phasenraumbereiche mit kleinem Winkel besser abgedeckt sind. Bei nominaler Targetposition befindet sich die Polarwinkelakzeptanz im Bereich von  $10^\circ < \theta < 30^\circ$ . Für beide Targetpositionen ist die azimuthale Akzeptanz  $2\pi$ .

## 3.2 Flugzeitdetektoren

Im FOPI Aufbau sind mehrere Detektoren zur Flugzeitmessung eingebaut. Über die Messung der Flugzeit lässt sich eine Teilchenidentifikation durchführen (siehe Kapitel 3.5).

### 3.2.1 RPC

Mit den 2007 fertiggestellten MMRPC's [KCG<sup>+</sup>08] (Multi Strip Multi Gap Resistive Plate Chamber) lässt sich durch die gute Zeitauflösung dieser Detektoren die Identifikation von Kaonen deutlich verbessern.

RPC's im allgemeinen gehören zu den Gasdetektoren. Eine RPC ist aus zwei an der Außenseite mit Kupfer beschichteten Glasplatten aufgebaut, welche ein Gasvolumen einschließen (Abbildung 3.4). Mittels der Kupferschichten wird zwischen den Glasplatten ein Elektrisches Feld aufgebaut, in dem genau wie bei den Driftkammern eine Stoßionisation und Lawinenbildung stattfindet (siehe Kapitel 3.1). Der Unterschied zu den Driftkammern besteht darin, dass der Abstand der Glasplatten so gewählt ist, dass nur in einem kleinen Teil der verfügbaren Strecke Primärionisation stattfindet, während der Rest nur zur Lawinenbildung dient. Durch die Lawinenbildung wird der Energieinhalt des elektrischen Felds geändert, wodurch Ladungen in der Anode induziert werden. Beidseitiges Auslesen der Anode ermöglicht es durch Ladungsteilung eine Ortsinformation zu erhalten. Die Glasplatten sind Widerstandsbehaftet (Resistive Plate) und dienen dazu die erzeugten Ladungsträger zu neutralisieren.

Die in FOPI verwendeten MMRPS's unterscheiden sich von (Single Gap) RPC's durch einen mehrlagigen Aufbau (Multi Gap) [ZCH<sup>+</sup>96, FWS00]. Der Abstand zwischen der ersten und letzten Platte ist bei beiden Varianten der Gleiche. Das Gasvolumen ist also in mehrere kleinere Volumina aufgeteilt. Der Vorteil dieses Mehrlagigen Aufbaus besteht darin, dass die Driftzeit der Ladungsträger bis zur Lawinenbildung wesentlich kürzer ist, wodurch sich eine bessere Zeitauflösung ergibt. Weiterhin ist hier die Anode in Streifen unterteilt (Multi Strip) um mehr Informationen über den Durchquerungspunkt eines Teilchens zu erhalten. Der Aufbau der verwendeten MMRPC'S ist in Abbildung 3.4 dargestellt. In grau ist der Bereich markiert in dem die Primärladungsträger erzeugt werden. Der Pfeil stellt ein den Detektor durchquerendes Teilchen dar. Der Abstand der neun Platten in den FOPI-RPC-Modulen beträgt  $220 \mu\text{m}$ . Die Anode befindet sich in der Mitte des Aufbaus und die Kathoden an den Außenseiten. Eine Spannung von 9,6 kV erzeugt das notwendige elektrische Feld innerhalb des Gasvolumens, bestehend aus einer Gasmischung mit 88% R134a, 15% SF<sub>6</sub> und 5% Isobuthan.

In einem sogenannten "Super-Module" befinden sich jeweils fünf RPC-Module in zwei zu einander versetzten Lagen. Die Versetzung bewirkt eine Erhöhung der Akzeptanz, da die inaktiven Bereiche zwischen zwei Modulen durch ein dahinter liegendes abgedeckt werden.

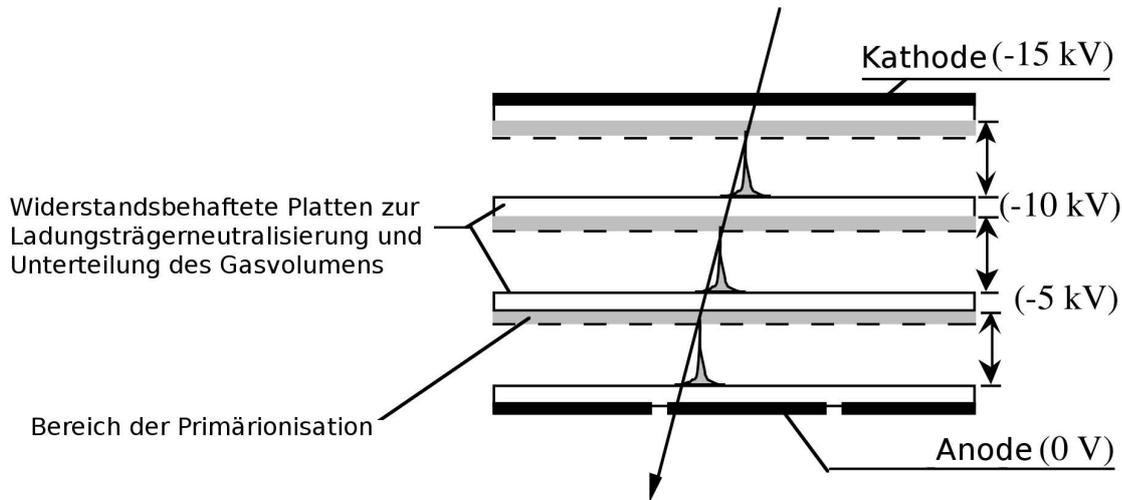


Abb. 3.4: Der Aufbau einer Multi Strip Multi Gap Resistive Plate Chamber.

30 Super-Modules sind tonnenförmig (Abbildung 3.1) zwischen CDC (siehe Kapitel 3.1.1) und Barrel (siehe Kapitel 3.2.2) eingebaut und decken dadurch einen Azimuthalwinkel von  $2\pi$  und einen Polarwinkel von  $36^\circ < \theta < 67^\circ$  bei nominaler Targetposition ab. Bei der geänderten Targetposition für das pp-Experiment beträgt die Polarwinkelakzeptanz  $27^\circ < \theta < 50^\circ$ .

Die hohe Zeitauflösung ermöglicht es Kaonen bis zu einem Impuls von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  eindeutig von Pionen und Protonen zu unterscheiden (Abbildung 3.5) [Her07, Pia08], was für das pp-Experiment von großem Vorteil ist, da es hier wichtig ist Kaonen unter kleinen Winkeln identifizieren zu können.

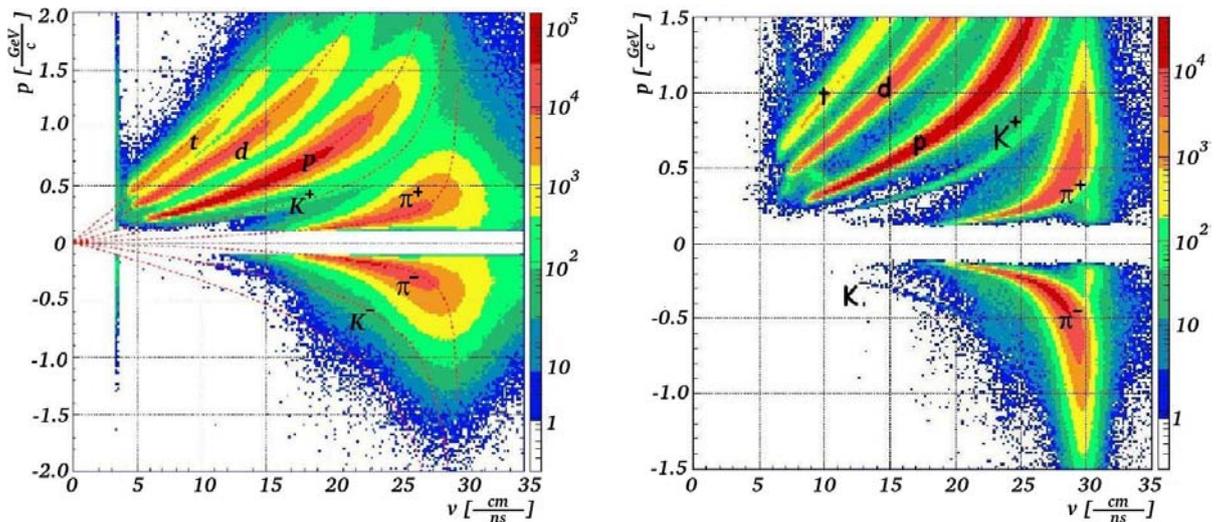
### 3.2.2 Barrel

Das Barrel ist ein tonnenförmig um die CDC angeordneter Szintillations-Zähler (Abbildung 3.1). In Szintillationszählern werden Moleküle durch geladene Teilchen so angeregt, dass sie beim Abregen Licht aussenden. Das Licht wird mittels Totalreflexion zu Photomultipliern geleitet, in denen es in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt wird.

Es besteht aus 180 individuellen  $240 \times 4 \times 3$  cm großen parallel zur Strahlrichtung angeordneten Plastikszintillatoren. Jeder Szintillator wird beidseitig durch Photomultipliern ausgelesen. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Photomultipliern gibt Aufschluss über die Position des Treffers in dem Szintillatorstreifen. Das Barrel deckt einen Polarwinkelbereich von  $39^\circ < \theta < 140^\circ$  und den vollen Azimuthalwinkel mit Ausnahme zweier  $11^\circ$  breiten Öffnungen für die Halterung der CDC ab. Die Zeitauflösung schwankt im Bereich von 300 bis 400 ps abhängig von Position und Lichtausbeute.

### 3.2.3 PLAWA

Die PLAWA oder äußere Plastikwand besteht aus 512 Szintillatorstreifen, aufgeteilt in 8 Sektoren. Sie werden wie beim Barrel beidseitig ausgelesen und decken einen Winkelbe-



**Abb. 3.5:** Impuls mal Ladung in  $\frac{\text{GeV}}{c}$  gegen die Geschwindigkeit  $\frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ , gemessen während einem Ni+Ni Experiment mit 1,3 AGeV [Her07, Pia08]. Mit den Barreldetektoren lassen sich die Kaonen bis zu einem Impuls von  $0,4 \frac{\text{GeV}}{c}$  von Protonen und Pionen trennen (links). Mit den RPC's ist dies bis zu einem Impuls der Kaonen von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  möglich (rechts).

reich von  $7^\circ < \theta < 30^\circ$  ab. Mit der PLAWA ist eine Zeitauflösung zwischen 80 und 120 ps möglich. Dies übersetzt sich zu einer möglichen Ortsauflösung von 1,2 bis 2,0 cm. Kombiniert mit einem Startdetektor (siehe Kapitel 3.3.2) entspricht dies einer Flugzeitauflösung von 215 ps [Gob93].

### 3.2.4 ZED

Das Zero-Degree Hodoskop ist der innere Bereich der PLAWA, bestehend aus 252 trapezförmigen, 2 cm starken Szintillatorstreifen. Die Streifen sind in sieben konzentrischen Ringen um die Strahlachse angeordnet. Im gegensatz zu Barrel und PLAWA werden hier die Szintillatoren nur einseitig ausgelesen und decken einen polarwinkel von  $1,2^\circ < \theta < 7^\circ$  ab. Die Zeitauflösung beträgt 230 - 340 ps. Teilchen mit einer Geschwindigkeit unter  $10 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$  können nicht identifiziert werden, da sie im Szintillatormaterial stecken bleiben. Der ZED wird auch zur generierung eines Veto Signals benutzt.

## 3.3 Strahldetektoren

Um die Flugzeit zu bestimmen ist es notwendig ein Startsignal zu haben, das Stoppsignal liefern die Flugzeitdetektoren. Das Startsignal wird von dem Startdetektor geliefert, welcher sich noch vor dem Target befindet.

Zur Justierung des Strahles ist es weiterhin von Nutzen Informationen über die Position des Strahls zu bekommen. Dafür ist der Beamprofile Monitor vorgesehen.

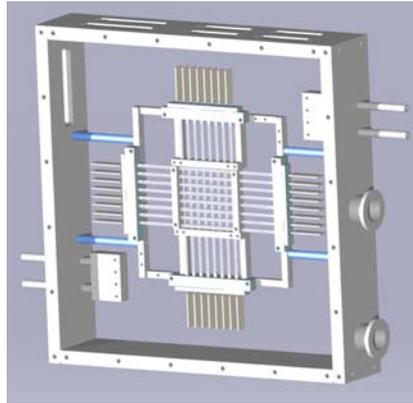


Abb. 3.6: CAD Modell des Beam Profile Monitors.

### 3.3.1 Beamprofile Monitor

Der Beamprofile Monitor (BPM) befindet sich vor dem Target und besteht aus jeweils 8 senkrecht zu einander orientierten Scintillating Fibres (SciFi)<sup>2</sup>. Die SciFi's bilden ein Gitter, mit dem es möglich ist die Strahlposition in der xy-Ebene zu bestimmen. In Abbildung 3.6 ist der Beam Profile Monitor als CAD Modell zu sehen. In der Mitte des BPM ist das Gitter aus SciFi's sichtbar. Ausgelesen werden sie beidseitig mit Lawinen Photodioden (avalanche photodiode, APD).

### 3.3.2 Startzähler

Um die gute Zeitauflösung der RPC's (siehe Kapitel 3.2.1) auch für eine gute Flugzeitmessung verwenden zu können ist es notwendig einen Startzähler installiert zu haben, dessen Zeitauflösung mindestens genau so gut ist wie die der RPC's.

Der bereits vorhandene Startzähler, ein einfacher Szintillatorzähler, ist aufgrund der erwarteten hohen Teilchenrate für das pp-Experiment ungeeignet.

Hierfür wurde ein neuer Startzähler entwickelt. Er ist aufgebaut aus fünf flachen, nebeneinander mit der schmalen Seite in den Strahl gerichteten Szintillatoren, die jeweils beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Ein solcher Aufbau ist notwendig, um die hohen Teilchenraten bei dem pp-Experiment verarbeiten zu können. Weiterhin besitzen die verwendeten Photomultiplier sogenannte "booster" die es gewährleisten, dass die Hochspannung an den Photomultipliern bei einer hohen Teilchenrate nicht zusammenbricht. Der Startzähler ist mit einer dreilagigen Schirmung vollständig gegen das magnetische Feld des Solenoidmagneten geschützt. Dies ist notwendig, denn die Effizienz von Photomultipliern nimmt in einem Magnetfeld stark ab. Die Äußeren beide Lagen bestehen aus verschiedenen Stählen mit Dicken von 5 mm und 3 mm, die innerste besteht aus 1 mm  $\mu$ -Metall. Mit diesem Setup ist eine Zeitauflösung  $\sigma_{TOF} < 100$  ps möglich [Suz08].

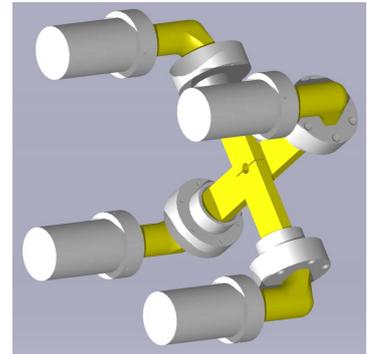
### 3.3.3 Vetodetektor

---

<sup>2</sup>Szintillatoren in Form von Fasern oder Kabeln, wie Lichtleiter

Es ist möglich, dass Strahlteilchen schon vor dem Target miteinander reagieren und die Reaktionsprodukte in die Detektoren gelangen. Abschirmen solcher Ereignisse ist nicht möglich, denn dies erforderte große Mengen an Material vor den Detektoren. Die einzige Möglichkeit besteht darin einen auf solche unerwünschten Ereignisse sensiblen Trigger einzuführen, dessen Triggersignal invertiert und per logischem "UND" in die allgemeine Triggerlogik eingebunden wird.

Der Vetodetektor ist aus insgesamt vier einseitig ausgelesenen Szintillatoren aufgebaut. In Abbildung 3.7 ist der Aufbau der Szintillatoren und der Photomultiplier des Vetodetektors gezeigt. Die Szintillatoren (gelb) sind so angeordnet, dass der Strahl durch das Loch in der Mitte geht kurz bevor er auf das Target trifft. Reaktionsprodukte, welche von der Strahlachse weggestreut werden treffen auf einen der Szintillatoren und erzeugen dort ein Signal. Dieses Signal dient der Erzeugung eines Vetos. Der ganze Aufbau ist von einem nicht eingezeichneten Rohr umgeben das an dem Target befestigt ist.



*Abb. 3.7: Der innere Aufbau des Vetodetektors. Die Photomultiplier sind in grau eingezeichnet, die Szintillatoren in gelb.*

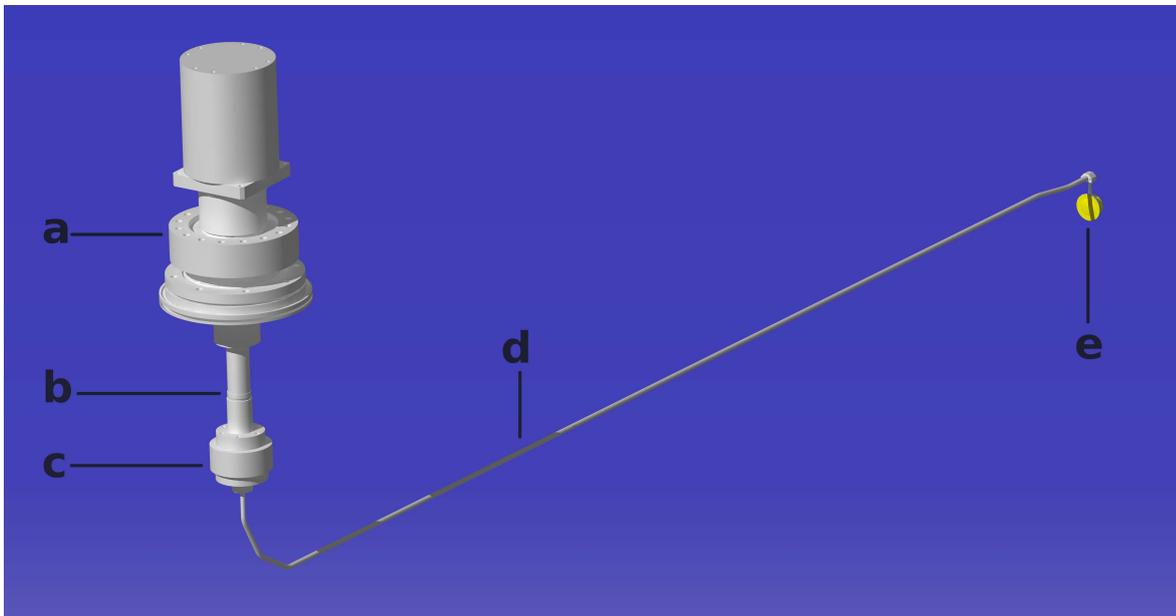
### 3.4 Target

Als Target wird flüssiger Wasserstoff verwendet. Mit einem Kompressor wird Helium verflüssigt und zu den Targetaufbau gepumpt. Dort wird das Helium im Verdampfer wieder expandiert, wodurch Verdampfungswärme frei wird. Damit ist es möglich auf bis ca. 2 K abzukühlen. Abbildung 3.8 zeigt den Targetaufbau. Der Verdampfer (a) ist über dicke Kupferstangen (b) mit einem Volumen (c) verbunden, in dem sich der noch gasförmige Wasserstoff befindet. Über die Kupferstangen findet ein Wärmeaustausch statt und der Wasserstoff kann bis zur Kondensation abgekühlt werden. Das Volumen für den Wasserstoff ist kegelförmig aufgebaut, damit sich kondensierter Wasserstoff sammelt und nach unten in eine dünne Kunststoffleitung (d) abfließt. Anfangs verdampft der Wasserstoff noch in der Leitung, da diese noch nicht kalt genug ist. Das Verdampfen des Wasserstoffs kühlt sie, so dass der flüssige Wasserstoff mit jedem nach fließenden Flüssigkeitstropfen sukzessiv weiter vordringt, bis er die Targetzelle (e) erreicht. Diese ist zylindrisch aufgebaut, besteht aus 50  $\mu\text{m}$  dicker Kaptonfolie und dient zum Sammeln des Wasserstoffs. Verdampfender Wasserstoff kann durch ein Aluminiumrohr (d), welches die Kunststoffleitung umgibt abfließen. Die Targetzelle wird sich 3 cm vor der SiAViO-A Ebene befinden Abbildung 3.9 zeigt eine Schnittzeichnung durch Veto, Target und SiAViO .

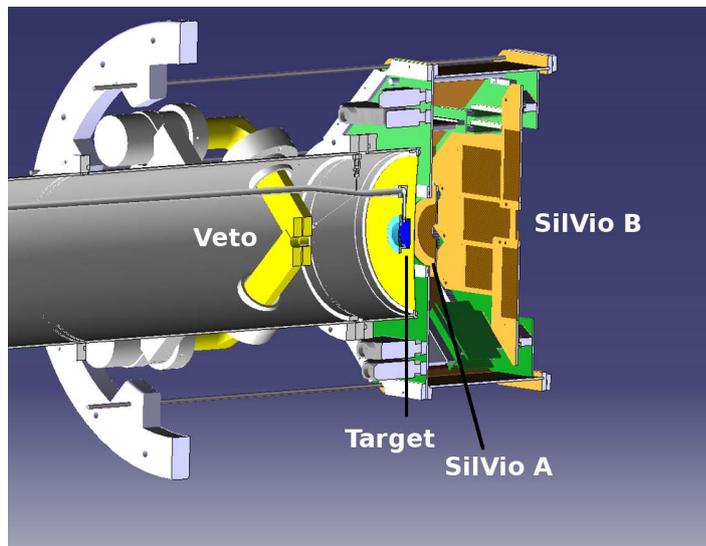
### 3.5 Teilchenidentifikation

Um Teilchen richtig identifizieren zu können benötigt man mehrere Informationen. Zum einen die Masse des Teilchens, zum anderen die Ladung. Allerdings ist es mit dem FOPI Spektrometer nur möglich geladene Teilchen nachzuweisen.

Masse, Ladung und Impuls lassen sich im FOPI Spektrometer auf verschiedene Art bestimmen. Die beiden Spurdetektoren, die "Central Drift Chamber" (CDC) und die "HE-



*Abb. 3.8:* Der Targetaufbau mit dem Verdampfer (a), den Kupferstangen (b) zur Wärmeleitung, dem Kondensationsvolumen für den Wasserstoff (c), der Wasserstoffleitung (d) und der Targetzelle (e).



*Abb. 3.9:* Schnitt durch Veto, Target und SiAViO

LITRON", befinden sich in dem magnetischen Feld (siehe Abbildung 3.1), damit man die Impulse der Teilchen, welche die Detektoren durchqueren, bestimmen kann. Gemäß der Formel

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = m \cdot \vec{a} \quad (3.1)$$

erfahren geladene Teilchen, welche ein magnetisches Feld durchqueren eine Kraft, die sie auf ihrer Flugbahn ablenkt. Hier ist  $q$  die Ladung des Teilchens,  $\vec{v}$  seine Geschwindigkeit,  $m$  seine Masse,  $\vec{a}$  die Beschleunigung und  $\vec{B}$  das Magnetische Feld.  $\vec{E}$  ist in der CDC und der HELITRON parallel zu  $\vec{B}$ , außerhalb ist es Null.

Aus Formel (3.1) ist ersichtlich, dass nur dann eine Kraft auf das Teilchen wirkt, wenn es eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Bewegungsrichtung des Teilchens gibt. Das magnetische Feld von FOPI ist ein Solenoidfeld<sup>3</sup> und somit wirkt nur auf die Teilchen eine Kraft, welche eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Strahl besitzen. Die derart abgelenkten Teilchen beschreiben eine gekrümmte Bahn in der xy-Ebene, aus welcher sich mittels (3.1) der Impuls bestimmen lässt. Des weiteren ist aus Formel (3.1) ersichtlich, dass die Richtung der Ablenkung abhängig vom Vorzeichen der Teilchenladung ist.

Um ein Teilchen zu identifizieren benötigt man neben dem Impuls auch noch die Masse. Diese kann mit FOPI auf zwei Wegen bestimmt werden. Man kann die Masse über die in den Spurdetektoren deponierte Energie bestimmen. Mit der Bethe-Bloch-Formel (3.2) ist ein Zusammenhang zwischen deponierter Energie im Detektor und Impuls gegeben.

$$-\frac{dE}{dx} = \underbrace{2\pi N_a r_e^2 m_e^2 c^2}_{0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}} \underbrace{\rho \frac{Z}{A}}_{\text{Material}} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.2)$$

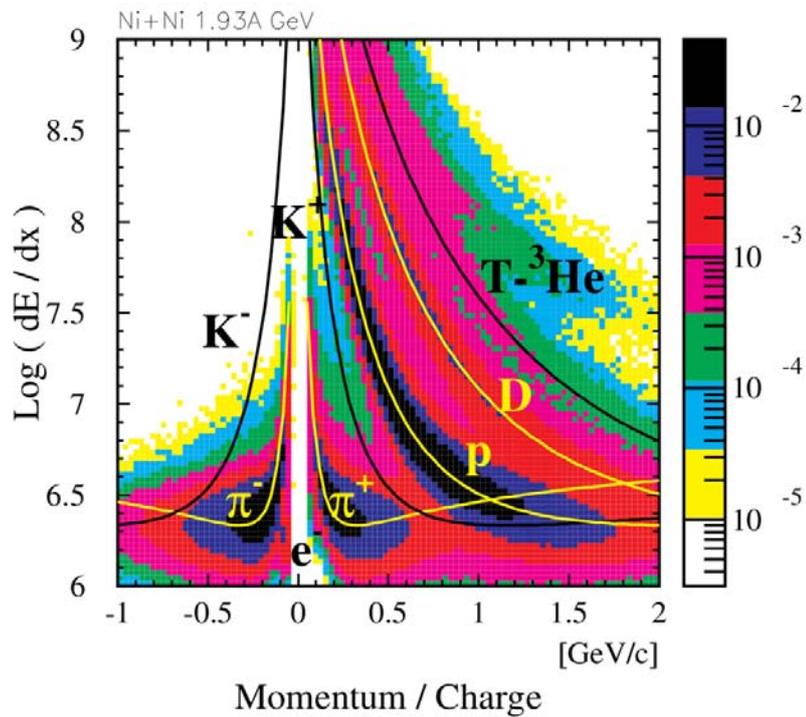
In Abbildung (3.10) ist ein typisches  $\frac{dE}{dx}$  Spektrum der CDC, gemessen bei einem Nickel Nickel Experiment am FOPI Spektrometer mit einer Strahlenergie von 1,93 AGeV zu sehen.

trapez-för-mi-gen Hieraus lässt sich mit der Relation  $\gamma^2 = p/m_0v$  und bekanntem Impuls die Ruhemasse  $m_0$  des Teilchens bestimmen.

Eine Weitere Möglichkeit die Ruhemasse eines Teilchens bei bekanntem Impuls zu bestimmen ist die Messung der Flugzeit. FOPI besitzt für eine solche Messung drei verschiedene Detektoren. Im Magnetfeld befinden sich ein Szintillationszähler (Barrel) und Multi-strip Multi-gap Resistive Plate Chambers (MMRPC, kurz RPC). Außerhalb des Magnetfeldes befinden sich die beiden Szintillationszähler "Plastic Wall" (PLAWA) und "Zero Degree Counter" (ZDC) (siehe Abbildung 3.1). Die Flugzeit wird mit Hilfe dieser Detektoren und eines Startdetektors bestimmt, welcher sich kurz vor dem Target befindet. Ist die Flugzeit  $\Delta t$  und die zurückgelegte Strecke  $L$  nun bekannt, ist mittels  $\beta c = \frac{L}{\Delta t}$  auch die Geschwindigkeit bekannt. Schließlich kann mit (3.3) die Masse des Teilchens berechnet werden.

$$m = p \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta^2}{\beta^2 c^2}} \quad (3.3)$$

<sup>3</sup>Das Feld ist parallel zur Strahlrichtung



**Abb. 3.10:** Spezifischer Energieverlust von geladenen Teilchen in der CDC gegen den Impuls pro Ladung aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind berechnete Werte aus der Bethe-Bloch-Formel. Dieses Bild entstand bei einer Nickel Nickel Reaktion mit einer Strahlenergie von 1,93 AGeV.

## IV Aufbau des $\Lambda$ -Triggers

### 4.1 Motivation für den Bau des $\Lambda$ -Triggers

Das eigentliche Ziel diese Experiments ist es die mögliche Existenz von kaonischen Clustern in p+p Kollisionen nachzuweisen (siehe Kapitel II). Zur erfolgreichen Durchführung des Experiments sind einige essentielle Voraussetzungen des Detektoraufbaus zu erfüllen:

- Die aus der Kinematik (siehe Kapitel 2.3.1) folgenden Teilchenbahnen müssen innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen
- Die Identifizierung aller, an der gesuchten Reaktion beteiligten Teilchen, muss möglich sein
- Da der Wirkungsquerschnitt der gesuchten  $ppK^-$  möglicherweise gering ist, ist es notwendig eine Methode zu entwickeln die es ermöglicht, dass schon während der Datenaufnahme nur relevante Daten verarbeitet und gespeichert werden.

Das FOPI Spektrometer ist wegen seiner nahezu  $4\pi$  Raumwinkelakzeptanz daher sehr geeignet für diese Messung. Leichte Veränderungen an der Targetposition (siehe Kapitel 3.1.1) erhöhen die Akzeptanz im Bereich kleiner Winkel.

Wie in Kapitel 3.1.2 erwähnt, ist die Helitron Spurkammer nicht in der Lage, den Zerfallsvortex von unter kleinen Winkeln emittierten Teilchen zu rekonstruieren. Der Einbau eines neuen Detektors brächte einen weiteren Vorteil. Der so gewonnene Spurpunkt zwischen Target und Helitron würde die Vertexrekonstruktion im Bereich kleiner Winkel ermöglichen. Mit dem FOPI Spektrometer ist es möglich geladene Teilchen zu identifizieren (siehe Kapitel 3.5). Durch die RPC's wurde die Teilchenidentifikation, speziell die Identifikation der Kaonen deutlich verbessert (siehe Kapitel 3.2.1).

Die maximale Rate des FOPI Datenaufnahmesystems ist auf 600 Hz beschränkt. Unter dieser Einschränkung wird die Reaktionsrate für das pp-Experiment berechnet, die notwendig ist, um die Untersuchung des  $ppK^-$  Zustandes durchzuführen.

$$R_{total} = \mathcal{L}\sigma_{total} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\mathcal{L}$  die benötigte Luminosität. Diese lässt sich mittels der Anzahl der benötigten  $ppK^-$ -Cluster, dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ppK^-}$  und der zur Verfügung stehenden Messzeit  $t_{Prod.}$  bestimmen.

$$\mathcal{L} = \frac{N_{K^- pp}}{\sigma_{ppK^-} \cdot t_{Prod.}} \quad (4.2)$$

Um die  $ppK^-$ -Cluster mit einer Signifikanz von  $5\sigma$  nachzuweisen sind bei berücksichtigter Detektorakzeptanz, Rekonstruktions- und Detektoreffizienz ( $\epsilon_{tot} = 0,2\%$ )  $4,2 \cdot 10^5$  produzierte  $ppK^-$  notwendig. Diese Zahlen wurden aus Monte Carlo Simulationen gewonnen [FC07].

Der Wirkungsquerschnitt wurde zu  $1\mu b$  berechnet [YA07, FC07, DG08]. Wenn man eine Messzeit von 23 Tagen berücksichtigt, ergibt sich für die Luminosität ein Wert von:

$$\mathcal{L} = \frac{4,2 \cdot 10^5}{1\mu b \cdot 23 \cdot 24 \cdot 3600s} = 0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s}$$

Um die gesuchte totale Reaktionsrate  $R_{tot}$  berechnen zu können, muss der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  bekannt sein. Dieser ist für  $p+p@3\text{ GeV}$  berechnet und ist  $\sigma_{tot} = 44\text{ mb}$  [DG08]. Mit Formel 4.3 lässt sich  $R_{tot}$  berechnen.

$$R_{tot} = \mathcal{L}\sigma_{tot} = 0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s} \cdot 44\text{ mb} = 9,3\text{ kHz} \quad (4.3)$$

Diese Reaktionsrate liegt überhalb der von FOPI verarbeitbaren Datenmenge. Daher ist es notwendig Ereignisse die nicht von Interesse sind zu unterdrücken. Die Datenrate muss um einen Faktor von 15-20 reduziert werden. Dafür muss ein neuer Detektor zur Erzeugung eines auf  $ppK^-$  sensiblen Triggers in das FOPI Spektrometer installiert werden, denn mit den vorhandenen Detektoren ist es nicht möglich ein solches Triggersignal online<sup>1</sup> zu erzeugen. Mit der Luminosität lässt sich weiterhin die erforderliche Strahlintensität  $\mathcal{F}$  berechnen.

$$\mathcal{F} = \frac{\mathcal{L}}{n_{LH2} \cdot d_{Target}} \quad (4.4)$$

$n_{LH2}$  die Teilchendichte von flüssigem Wasserstoff ist, welcher als Target vorgesehen wurde und  $d_{Target}$  die Dicke des Targets. Die Teilchendichte des Wasserstoffs berechnet sich aus der Avogadrokonstante und der Dichte des Flüssigen Wasserstoffs.

$$n_{LH2} = \rho_{LH2} \cdot \frac{N_A}{M_{mol,LH2}} \cdot 2 = 70,8 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{26} \frac{1}{\text{kmol}}}{2 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}} \cdot 2 = 4,12 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3} \quad (4.5)$$

Der Faktor 2 leitet sich aus dem molekularen Zustand des Wasserstoffs her. Die notwendige Strahlintensität ergibt sich dann zu:

$$\mathcal{F} = \frac{0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s}}{4,12 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{m}^3} \cdot 0,01\text{ m}} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ Hz} = 5 \text{ MHz} \quad (4.6)$$

---

<sup>1</sup>während des Experiments

	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit
1	$p + \pi^-$	$(63,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$
2	$n + \pi^0$	$(35,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$
3	$n + \gamma$	$(1,75 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$
4	$p + \pi^- + \gamma$	$(8,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$
5	$p + e^- + \bar{\nu}_e$	$(8,32 \pm 0,14) \cdot 10^{-4}$
6	$p + \mu + \bar{\nu}_\mu$	$(1,57 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}$

Tab. 4.1: Die Zerfallskanäle des  $\Lambda$ -Hyperons [DG08].

Durchschnittlich beträgt die Spilllänge am SIS18 Beschleuniger 10 s, woraus eine Zahl von  $5 \cdot 10^7$  Protonen pro Spill folgt. Berücksichtigt man parasitäre Experimente<sup>2</sup> und Wartungsarbeiten am Beschleuniger, so wird eine Intensität von  $10^8$  Protonen pro Spill benötigt. Dies ist am FOPI Spektrometer realisierbar.

Die Notwendigkeit einen neuen Detektor zu bauen ist also gegeben, um:

- Einen Weiteren Spurpunkt zur Vertexrekonstruktion mit der Helitron zu erhalten
- Ein Triggersignal zur Unterdrückung von Untergrundreaktionen zu produzieren
- Die Datenrate durch einen selektiven Trigger so weit zu reduzieren, dass sie mit der Datenaufnahme von FOPI kompatibel ist

## 4.2 Funktionsweise des $\Lambda$ -Triggers

Eine Möglichkeit einen Trigger, der Selektiv auf Ereignisse mit einem rekonstruierbaren  $ppK^-$  ist, ist es den Zerfallskanal in ein  $\Lambda$  zu betrachten. Wie in Kapitel II beschrieben zerfällt das  $ppK^-$  hypothetisch zu 50% in ein  $\Lambda + p$ , zwei weitere mögliche Zerfallskanäle sind in Abbildung 2.12. Aus Tabelle 4.1 geht hervor, dass der Zerfall  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  mit 64% am wahrscheinlichsten ist. Dieser Kanal bietet nicht nur den Vorteil der höchsten Wahrscheinlichkeit, sondern auch den, dass er nur geladene Teilchen beinhaltet. Es ist also naheliegend, einen auf diesen Zerfallskanal reagierenden Trigger zu konstruieren, da es mit den Detektoren des FOPI Spektrometers nicht möglich ist neutrale Teilchen oder Photonen nachzuweisen.

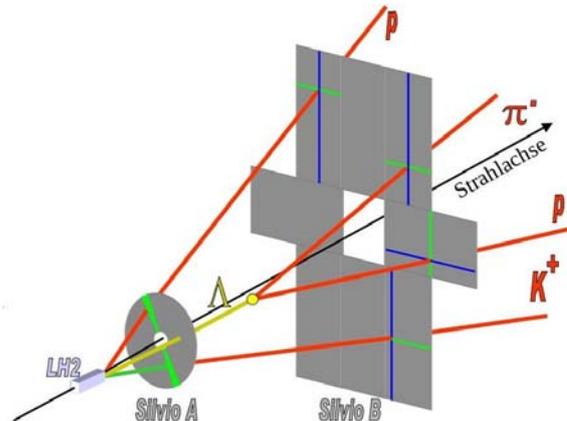
Die mittlere Lebensdauer des  $\Lambda$ -Hyperons beträgt  $\tau_\Lambda = 2,6 \cdot 10^{-10}$  s. In dieser Zeit legt es bei einem Impuls von  $p_\Lambda = 1,1 \frac{\text{GeV}}{c}$  im Mittel einen Weg von  $l_\Lambda = c\tau_\Lambda\beta\gamma \approx c\tau_\Lambda = 7,89$  cm zurück.

Das gewählte Konzept des  $\Lambda$ -Triggers nutzt eine weitere Eigenschaft des  $\Lambda$  aus, seine elektrische Neutralität.

Der Trigger besitzt einen zwei Ebenen Aufbau aus Siliziumdetektoren. Der Abstand dieser Ebenen zu einander (10 cm) und der Abstand der ersten Ebene zum Target (3 cm) ist so gewählt, dass rund 60% aller im Target produzierten  $\Lambda$ -Hyperonen zwischen diesen beiden Ebenen zerfallen.

Dadurch, dass das  $\Lambda$  neutral ist, erzeugt es in der ersten Detektorebene (Ebene A) kein Signal. In dieser ersten Ebene beträgt die Treffermultiplizität  $n_{\text{hit}_A} = 2$ , ein  $p$  und ein  $K^-$  aus

<sup>2</sup>Anderen Experimenten steht 10% des Strahles zu, diese Experimente werden parasitär genannt



**Abb. 4.1:** Prinzipieller Aufbau des  $\Lambda$ -Triggers mit den beiden Ebenen. In gelb ist das  $\Lambda$ -Hyperon und sein Zerfallsvertex zu sehen. In blau und grün sind die getroffenen Streifen/Sektoren der Siliziumdetektoren ein gezeichnet.

dem Zerfall des  $ppK^-$ . Zusätzlich zu diesen beiden Teilchen werden in der Zweiten Ebene (Ebene B) auch die Zerfallsprodukte des  $\Lambda$ s detektiert, wenn es in den Zerfallskanal 1 (Tabelle 4.1) zerfällt. Die Treffermultiplizität erhöht sich dadurch auf  $n_{hit_B} = 4$ . Mit einer dezidierten Elektronik lässt sich die Treffermultiplizität online schnell genug zur Generierung eines Triggersignals bestimmen und vergleichen. In Abbildung 4.1 ist die prinzipielle Funktionsweise des  $\Lambda$ -Triggers schematisch dargestellt. Die technische Realisierung wird in den folgenden Kapiteln näher beschrieben werden.

### 4.3 Der $\Lambda$ -Trigger Si $\Lambda$ ViO

Si $\Lambda$ ViO ist ein Detektorsystem zur Erzeugung eines  $\Lambda$ -sensitiven Triggers und zur Vertexrekonstruktion. Si $\Lambda$ ViO steht für Silicon- $\Lambda$ -Vetrexing-and-Identification-Online.

Die Detektoren für Si $\Lambda$ ViO wurden so ausgewählt, dass die Signale von MIPs (Minimum Ionizing Particles) deutlich vom Rauschen trennbar sind und das Triggern darauf möglich ist. Statt der allgemein üblichen  $300 \mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektoren wie sie häufig zur Spurkonstruktion verwendet werden, wurden für Si $\Lambda$ ViO 1 mm dicke Detektoren ausgewählt. Die Dicke von 1 mm gewährleistet, dass insgesamt mehr Ladung im Detektor deponiert wird. Diese erhöhte Ladungsdeposition erzeugt stärkere Signale. Der Energieverlust eines MIPs in Silizium beträgt  $\approx 38 \frac{\text{keV}}{100\mu\text{m}}$ . Daraus ergibt sich ein Energieverlust in 1 mm Silizium von ca. 380 keV.

Die beiden Ebenen des  $\Lambda$ -Triggers wurden Si $\Lambda$ ViO-A und Si $\Lambda$ ViO-B getauft.

In Siliziumdetektoren werden durch geladene Teilchen, welche ihn durchqueren freie Ladungsträger erzeugt. Diese können, legt man ein elektrisches Feld an den Detektor an, abgesaugt und gemessen werden. Siliziumdetektoren können als Dioden betrachtet werden. Legt man eine Spannung in Sperrrichtung an, so entsteht eine Verarmungszone<sup>3</sup> die bestenfalls den ganzen Detektor überdeckt. In der Verarmungszone herrscht ein starkes

<sup>3</sup>In Silizium befinden sich abhängig von der Temperatur immer freie Ladungsträger. Durch eine in Sperrrichtung angelegte Spannung werden diese komplett abgesaugt. Eine sogenannte Verarmungszone entsteht.

elektrisches Feld. Die angelegten Spannungen betragen üblicherweise einige 100 V, die hier verwendeten Detektoren werden mit einer Sperrspannung von 260 V betrieben. Typische Leckströme sind 0,3 bis 1  $\mu A$ .

### 4.3.1 Si $\Lambda$ ViO-A

#### Detektor

Für den Si $\Lambda$ ViO-A Siliziumdetektor wurde eine annulare Bauweise, deren aktive Fläche durch einen Außenradius von 23,5 mm und einen Innenradius von 7 mm begrenzt wird, gewählt.

Von diesem Detektor wird nur die in 32 Segmente unterteilte p-Seite (positiv dotiert) ausgelesen. Die n-Seite (negativ dotiert) ist nicht unterteilt und wird nicht ausgelesen.

Um Modularität und Auswechselbarkeit bei einem Ausfall zu gewährleisten wurden alle drei vorhandenen Exemplare auf eigene Platinen montiert.

Si $\Lambda$ ViO-A wurde 3 cm vom Target entfernt angebracht, wodurch eine Polarwinkelakzeptanz von  $13^\circ - 38^\circ$  entsteht (Abbildung 2.11). Durch die runde Bauform beträgt die Azimutalwinkelakzeptanz  $2\pi$  mit einem Auflösungsvermögen von ca.  $5,6^\circ$ . Diese Polarwinkelakzeptanz ist ausreichend, da durch den Lorentzboost die Teilchen unter kleinen Winkeln aus dem Target emittiert werden. Der Detektor wurde von der Firma CANBERRA [CAN] hergestellt.

#### Hauptplatine

Si $\Lambda$ ViO-A wird über eine Steckverbindung auf einer größeren Platine befestigt (Abbildung 4.2). Diese Platine dient nicht nur der Befestigung von Si $\Lambda$ ViO-A sondern auch dazu die Signalleitungen von Si $\Lambda$ ViO-B abzugreifen. Dazu wurden auf der Unterseite der Platine Anschlüsse für die Signalleitungen von Si $\Lambda$ ViO-B angebracht. Diese Anschlüsse sind mit 25-Poligen SUB-D Steckern auf der Oberseite verbunden, an welche die Leitungen zu den Vorverstärkern (Kapitel 4.6.3) und dem Bridgeboard (Kapitel 4.6.5) angebracht werden.

Für das Groundingkonzept (Kapitel 4.4) wurde auf die Oberseite der Platine eine geschlossene Kupferschicht aufgebracht. Die Ränder dieser Kupferschicht wurden nicht mit Lötstopplack abgedeckt, um einen elektrischen Kontakt mit der Pertinax-Box (Kapitel 4.4) herzustellen. Des weiteren ist für die Kontaktierung des Grounds anstatt einer Leiterbahn eine Kupferfläche verwendet worden damit ein besserer Kontakt bzw. ein niedrigerer Widerstand vorhanden ist (in Abbildung 4.2 die kleinen roten Flächen).

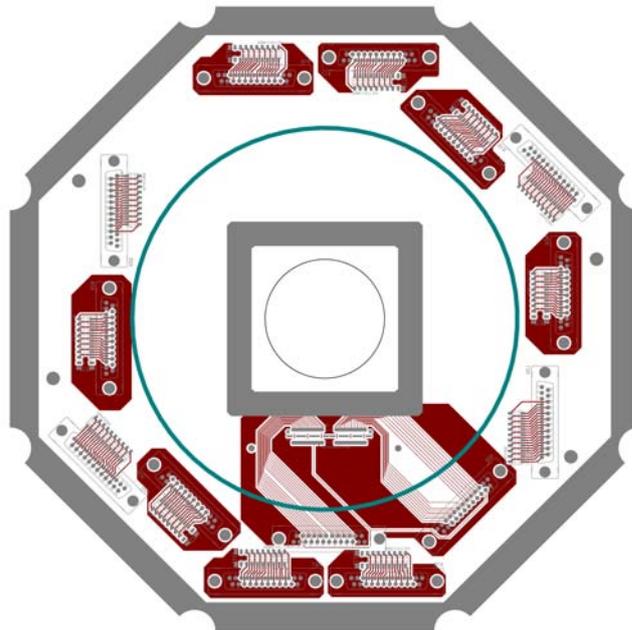
Für die, das APV25 Signal führenden Stecker ist keine Groundfläche vorhanden, da der APV25-Ground über die Si $\Lambda$ ViO-B Hauptplatine verbunden wird (Kapitel 4.3.2 und 4.4).

Unmittelbar nach der Si $\Lambda$ ViO-A Hauptplatine befindet sich im vollständigen Experimentaufbau der Vetodetektor. In Abbildung 4.2 ist die vom Vetodetektor vereinnahmte Fläche gekennzeichnet türkis. Alle Ausgangsstecker sind so angebracht, dass Kollisionen vermieden werden.

In der Mitte der Platine ist zur Minimierung des Materials im Strahlengang ein Loch in der Größe des Detektors vorhanden. Lichtdichtigkeit wird durch das Anschrauben eines Kunststoffrahmens mit aufgeklebter Aluminiumfolie gewährleistet<sup>4</sup>. Das Benutzen von Kunst-

---

<sup>4</sup>Siliziumdetektoren sollten nicht dem Licht ausgesetzt werden, da sie sehr sensibel auf Licht reagieren.



*Abb. 4.2:* Die Hauptplatine von Si $\Lambda$ ViO-A. In türkis ist der Bereich gekennzeichnet, welchen der Vetodetektor benötigt. Die Bereiche ohne Lötstopplack sind in grau eingezeichnet. Die Kupferschicht auf der Oberseite der Platine ist der Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellt.

stoffschrauben verhindert, dass der Faradaysche Käfig durchbrochen und Signale eingekoppelt werden<sup>5</sup>. Der elektrische Kontakt der Aluminiumfolie des Rahmens mit der Kupferschicht auf der Platinenoberseite zum vollständigen Schließen des Faradayschen Käfigs wird ebenfalls über einen nicht mit Lötstopplack bedeckten Bereich hergestellt.

### 4.3.2 Si $\Lambda$ ViO-B

#### 4.3.3 Detektoren

Damit die sich die Winkelakzeptanzen von Si $\Lambda$ ViO-A und Si $\Lambda$ ViO-B möglichst weit überdecken, muss Si $\Lambda$ ViO-B, da er einen Abstand von 10 cm zu Si $\Lambda$ ViO-A hat, einen aktiven Außendurchmesser von ca. 20 cm haben. Siliziumdetektoren in einer solchen Größe sind schwer erhältlich und teuer. Die gefundene Lösung für Si $\Lambda$ ViO-B ist ein Patchwork aus insgesamt acht rechteckigen Detektoren mit aktiven Flächen von 40x60 mm. Genau wie bei dem Detektor von Si $\Lambda$ ViO-A wurden alle acht Detektoren auf einer eigenen Platine befestigt (siehe Abbildung 4.3). Diese Detektoren wurden ebenfalls von der Firma CANBERRA [CAN] hergestellt.

Si $\Lambda$ ViO-B soll nicht nur ein Triggersignal erzeugen, sondern auch die Spurrekonstruktion der Zerfallsteilchen des  $\Lambda$ 's verbessern. Eine Spurrekonstruktion ist nur dann möglich, wenn alle drei Raumkoordinaten des Punktes in dem das zu rekonstruierende Teilchen den Detektor durchquert hat, bekannt sind.

<sup>5</sup>Nach innen reichende leitende Schrauben wirken wie Antennen

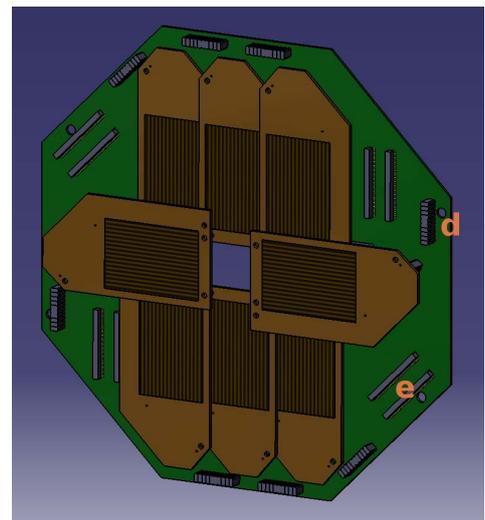
Die Koordinaten des Detektors sind durch diverse alignment Prozeduren<sup>6</sup> berechnen- bzw. messbar [Mö9]. Solche Prozeduren funktionieren nur, wenn der Detektor Informationen über die Koordinaten des Durchquerungspunktes innerhalb des Detektors geben kann. In Fall von Si $\Lambda$ ViO-B ist die z-Koordinate des Durchquerungspunktes aus seinem Aufbau und seiner Position bekannt. Die x- und y-Koordinaten erhält man dadurch dass beide Seiten der Si $\Lambda$ ViO-B Detektoren segmentiert sind und ausgelesen werden. Diese Detektoren sind streifenförmig segmentiert. Die Streifen der Vorderseite stehen senkrecht zu den Streifen der Rückseite.

Die Breite der Streifen zu einander wurde auf 1 mm festgelegt. Es wird bei diesen Detektoren auf die n-Seite getriggert, welche in 40 Streifen unterteilt ist und mit Mesytec Elektronik ausgelesen wird. Die p-Seite ist in 60 Streifen unterteilt und wird mit den APV25 Chip (Kapitel V) ausgelesen.

### Hauptplatine

Getriggert wird bei Si $\Lambda$ ViO-B auf die n-Seite. Jedes Mesytec Modul (siehe Kapitel 4.6.2) kann nur 16 Kanäle verarbeiten und es ist nicht genügend Platz vorhanden um ausreichend Module zu verwenden, weswegen mehrere der 40 Streifen zusammen ausgelesen werden. Weiterhin ergaben Simulationen mit URQMD [Rei], dass durch diese Zusammenfassung der Kanäle Chargecharig-Effekte<sup>7</sup> um 50% reduziert werden. Bewerkstelligt wird dies auf der Hauptplatine, indem an dem Stecker, an dem die Detektorplatinen befestigt werden, Leiterbahnen so verlegt wurden, dass mehrere Kanäle zusammengeschlossen sind (Abbildung 4.4, Vergrößerung a).

Das Verlegen der Leiterbahnen war, auf der wegen der hohe Kanaldichte (8 Detektoren, 60+16 Kanäle pro Detektor) vom Platz sehr beschränkten Si $\Lambda$ ViO-B Platine, nur durch einen 3-lagen Aufbau möglich. Zum Zeitpunkt des Erstellens des Platinenlayouts wurde das Groundingkonzept noch nicht festgelegt. Deswegen wurde die Möglichkeit vorbehalten das Grounding nach einigen Tests ändern zu können. Ähnlich wie auf der Hauptplatine von Si $\Lambda$ ViO-A besitzt diese Platine eine Kupferebene auf der Platinenunterseite (in Abbildung 4.4 der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet). Sie dient allerdings nicht dem Schließen des Feldkäfigs, sondern der Verteilung der Groundpotentials. Für die Groundanschlüsse der APV25 Chips sind mit der Kupferebene elektrisch verbundene Löcher vorhanden (Abbildung 4.4, Markierung b), an welche Kabel mit Lötösen fest-



**Abb. 4.3:** Die Detektoren von Si $\Lambda$ ViO-B auf ihren Platinen (braun), angebracht an der Hauptplatine (grün).

<sup>6</sup>alignment ist die Ausrichtung/Position der unterschiedlichen Detektoren zu einander

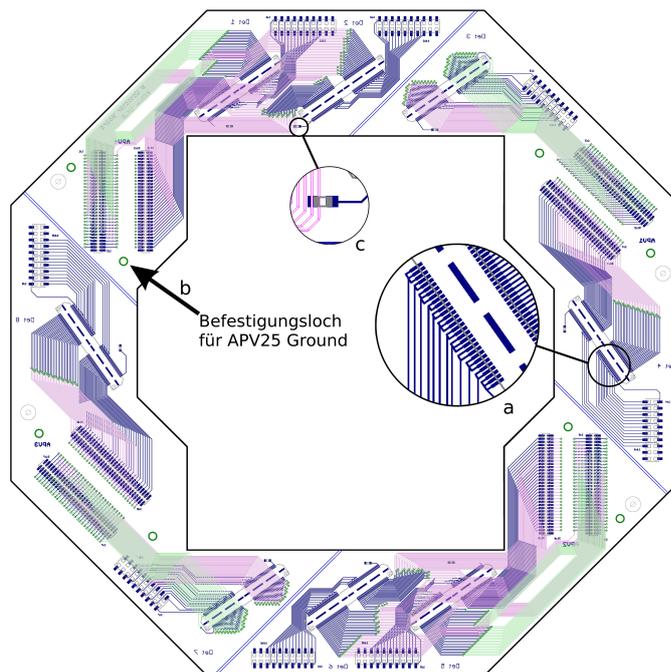
<sup>7</sup>Die im Silizium erzeugten Ladungsträger werden auf mehrere Streifen verteilt

geschraubt werden können. Die Kupferebene ist in vier Sektoren Unterteilt worden. Jeder der Sektoren verbindet die Groundanschlüsse von je einem APV25 und zwei Mesytec Vorverstärkern.

Dies ist die kleinst mögliche "Groundingseinheit", da ein APV25 jeweils zwei Detektoren ausliest und der Ground des APV25 mit allen Vorverstärkern verbunden sein sollte, die die selben Detektoren auslesen. Hiermit besitzen alle Auslesemodule das gleiche Groundpotential. Störungen im Groundpotential eines Auslesemoduls können dadurch nicht mehr über die Kapazität eines Detektors Signale in ein anderes Auslesemodul einkoppeln, und damit dessen Rauschen vergrößern, sondern werden durch den gemeinsamen Groundkontakt direkt abgeleitet. Zu Testzwecken gibt es Lötstopplack freie bereiche auf den Kupferflächen um diese mit Kupferfolie oder Silberdraht zu verbinden.

Siliziumdetektoren besitzen in der Regel einen Guardring<sup>8</sup>, so auch die für Si $\Lambda$ ViO-B verwendeten Detektoren. Er befindet sich auf der n-Seite, an welche keine Spannung angelegt wird und er sollte deswegen auf Groundpotential liegen. Zu Testzwecken wurde diese Verbindung so gestaltet, dass sie wahlweise vorhanden oder getrennt sein kann (Abbildung 4.4, Vergrößerung c).

Lücken in der aktiven Fläche sollten zur Vermeidung von Akzeptanzverlust vermieden



**Abb. 4.4:** Das Layout der Si $\Lambda$ ViO-B Platine. Der Pfeil markiert beispielhaft eines der Löcher, die als Groundverbindung für den APV25 vorgesehen sind. Die Vergrößerung oben zeigt die Verbindung des Guardrings zur Grundfläche. Die Vergrößerung rechts zeigt die Zusammengeschlossenen Kanäle der p-Seite der Detektoren.

<sup>8</sup>Der Guardring verläuft um die aktive Fläche des Detektors herum und sollte zur Homogenisierung des elektrischen Feldes am Rand das gleiche Potential haben wie die entsprechende Seite auf der er sich befindet.

werden. Die Detektoren wurden dafür so angeordnet, dass sie ohne Verluste an aktiver Fläche ineinander übergehen. Im Zuge dessen war ein Überlapp der Detektorplatinen unvermeidbar und die Detektoren wurden auf insgesamt vier Ebenen verteilt (Abbildung 4.3). Die Detektoren auf unterschiedliche Höhen zu bringen geschieht durch die Verwendung von Steckern mit verschiedenen Bauhöhen.

Die Signale der mit Mesytec Vorverstärkern ausgelesenen p-Seite werden durch mehrere Flachbandkabel übertragen, die an die beiden Si $\Lambda$ ViO Platinen angesteckt und über die Si $\Lambda$ ViO-A Hauptplatine nach Außen geleitet werden (Abbildung 4.3, Markierung d). Die Platinen und die Anschlussstecker des APV25 Chips wurden so angepasst dass das APV25 Setup genau in den 10 cm großen Abstand der beiden Si $\Lambda$ ViO Platinen passt. Die Anschlussstecker des APV25 sind in Abbildung 4.3 als paarweise angeordnete Stecker (e) zu sehen.

#### 4.3.4 Si $\Lambda$ vino

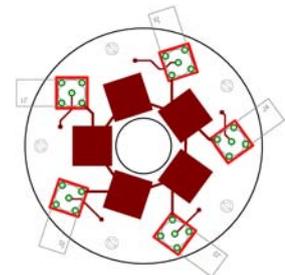
Beim Fokussieren<sup>9</sup> kann es leicht vorkommen, dass der Strahl Si $\Lambda$ ViO direkt trifft. Ein direkter Treffer mit hoher Intensität kann einen Siliziumdetektor schwer beschädigen.

Protonenstrahlen bei 3 GeV liegen nahe an  $\gamma$ -Threshold<sup>10</sup> des SIS18 und sind deswegen sehr steif. Wegen dieser Steifigkeit sind sie schwerer zu fokussieren und instabiler als Schwerionenstrahlen.

Damit die Strahl-Intensität und -Profil an der Si $\Lambda$ ViO -A Position während der Einstellung zu überwachen, fand die Entwicklung eines strahlenharten Detektors als Si $\Lambda$ ViO Ersatz statt.

Er besteht aus fünf Pindioden die derart in einem Kreis angeordnet (Abbildung 4.5) sind, dass der innere Radius genau der Lochgröße im Si $\Lambda$ ViO-A Detektor entspricht. Pindioden reagieren auch auf sichtbares Licht, weshalb Si $\Lambda$ vino in einem Kunststoffgehäuse untergebracht wurde.

Während des Fokussierens befindet sich Si $\Lambda$ vino an der Sollposition von Si $\Lambda$ ViO-A und liefert Informationen über die Anzahl der auf die Pindioden treffenden Teilchen womit man die Position des Strahls bestimmen kann. Nach dem Fokussieren muss er mit Si $\Lambda$ ViO ausgetauscht werden, damit das Experiment beginnen kann.



*Abb. 4.5: Platine des Si $\Lambda$ vino Pindioden Detektors. Auf die Kupferflächen (rote Quadrate) werden mit leitendem Klebstoff Pindioden angebracht.*

#### 4.4 Groundingkonzept

Niedriges Rauschen kann nur erreicht werden, wenn man Fremdeinflüsse so gut abschirmt wie möglich. Die erste Maßnahme war einen Faradayschen Käfig für Si $\Lambda$ ViO zu bauen. Der Käfig besteht in erster Linie aus einer achteckigen Pertinaxbox<sup>11</sup>, und ist somit leicht, stabil

<sup>9</sup>Fokussieren bezeichnet das Einstellen der Beschleunigermagnete, so dass der Strahl beim richtigen Experiment mit der gewünschten Fokussierung und Position ankommt

<sup>10</sup>Der  $\gamma$ -Threshold gibt das maximale  $\gamma$  der beschleunigten Teilchen an, ab dem sie nicht mehr durch die Dipole des Beschleunigers umgelenkt werden können.

<sup>11</sup>Mit einer Kupferschicht versehene in Kunstharz getränkte Papierplatten

und elektrisch leitend.

Um unnötig viel Material im Strahlengang zu vermeiden besitzt die Pertinabox keinen Boden und keinen Deckel. Tragende Bauteile sind nur die Seitenwände der Box. Der Boden besteht aus einem mit Aluminium bespannten Kunststoffrahmen der so befestigt werden kann, dass das Aluminium elektrischen Kontakt zur Box hat. Die Si $\Lambda$ ViO-A Platine stellt den Deckel dar. Dafür wurde sie extra mit einer Kupferschicht welche leitend mit der Box verbunden werden kann versehen (Kapitel 4.3.1).

Abbildung 4.6 stellt eine schematische Skizze des Groundingkonzepts dar. In grün ist der Faradaysche Käfig eingezeichnet. Die Pertinabox ist über die Schirmungen der Kabel mit dem Schirmungen der Vorverstärker verbunden. Das Groundpotential (blau) wird ebenfalls von den Vorverstärkern und zusätzlich von dem Bridgeboard zur Verfügung gestellt. Innerhalb der Box wird dieses Potential verteilt (Kapitel 4.3.3). Die Groundleitung vom Bridgeboard musste um das Rauschen zu vermindern getrennt von Signalführenden Leitungen geschirmt werden.

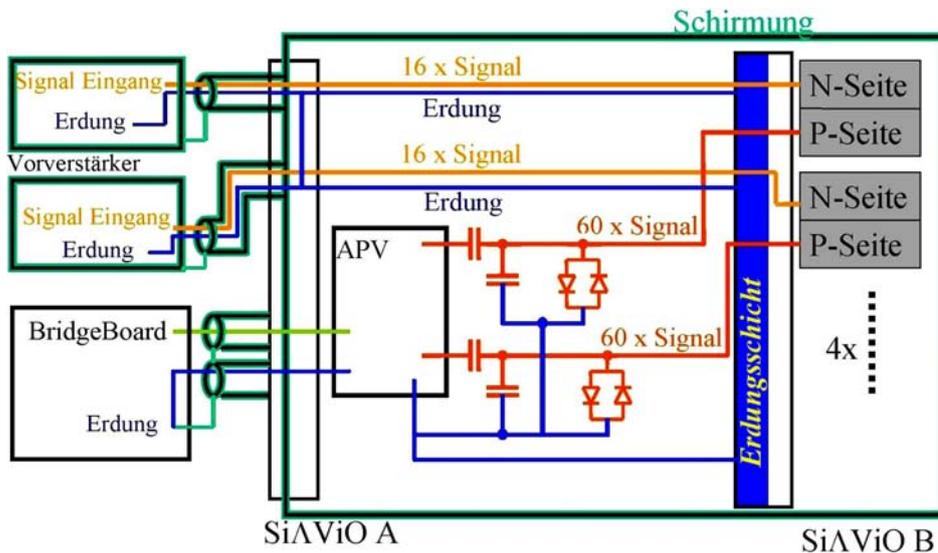


Abb. 4.6: Schematischer Aufbau des Erdungskonzeptes.

#### 4.5 Strahlungslängen

Um den Einfluss von Si $\Lambda$ ViO auf die Flugbahnen der Teilchen die ihn durchqueren zu untersuchen wurden Rechnungen bezüglich der Strahlungslängen der verwendeten Materialien vorgenommen. Anhand der Strahlungslänge  $X_0$  ist es möglich die Ablenkung der Teilchen durch Vielfachstreuung mit Formel 4.7 zu berechnen.

$$\Theta_{rms} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left( 1 + 0,038 \ln \left( \frac{x}{X_0} \right) \right) \quad (4.7)$$

Dabei ist  $\frac{x}{X_0}$  die Dicke des Materials in Einheiten der Strahlungslänge, p und z der Impuls und die Ladungszahl des Projektils.

Material	$X_0$ [cm]	Dicke [cm]	$\Theta_{rms}$ [°]
Si $\Lambda$ ViO-B Hauptplatte			
FR4 (Platinenmaterial)	16,432	0,155	0,023
Kupfer	1,440	0,0035	0,011
Faradayscher Käfig			
Pertinax	28,686	0,3	0,024
Kupfer	1,440	0,0035	0,011
Detektor			
Silizium	9,370	0,10	0,0247
Aluminiumabdeckung			
Aluminium	8,9	0,005	0,0048

Tab. 4.2: Die Strahlungslängen der verwendeten Materialien.

Die verwendeten Materialien, sowie deren Strahlungslängen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Es wurden nur die Materialien in betracht gezogen, welche in der Flugbahn von Teilchen liegen, die beide Si $\Lambda$ ViO Ebenen durchqueren. Die Werte der Strahlungslänge von Kompositwerkstoffen wie Pertinax und FR4 wurden mit der Formel

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{\omega_i}{X_i} \quad (4.8)$$

berechnet. Dabei ist  $\omega_i$  der Massenanteil und  $X_i$  die Strahlungslänge des entsprechenden Elements.

Pertinax (kupferbeschichtetes Hartpapier) ist zusammengesetzt aus Zellulose ( $C_6H_{10}O_5$ ) und einem Epoxidharz ( $C_{10}H_9O_3$ ). Die Massenanteile sind typischerweise 60% Zellulose und 40% Epoxidharz, die Dichte beträgt  $1,4 \frac{g}{cm^3}$  [Gmb].

FR4 ist Glasfaserverstärktes Epoxidharz mit ca 60% Glas ( $SiO_2$ ) und 40% Epoxidharz mit einer durchschnittlichen Dichte von  $1,92 \frac{g}{cm^3}$  [Tec]. Die Strahlungslängen der einzelnen Elemente sind [DG08] entnommen.

Die Meisten Teilchen werden durch die Aluminiumabdeckung am unteren Ende von Si $\Lambda$ ViO austreten, dabei kann ein Streuwinkel von  $0,0048^\circ$  entstehen. Dies bedeutet eine Abweichung von  $180 \mu m$  für die längste Teilchenbahn durch die CDC. Die Ortsauflösung der CDC beträgt  $400-500 \mu m$  in der xy-Ebene und  $5-7 cm$  in z-Richtung. Daher sollte die Aluminiumabdeckung keinen großen Einfluss auf die Auflösung haben. Treten die Teilchen seitlich aus, kann die Abweichung  $800 \mu m$  betragen. Dies sollte auch keinen Einfluss haben, da diese Verschiebung in z-Richtung stattfindet.

#### 4.6 Ausleseelektronik

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben benötigt man um auf  $\Lambda$ -Teilchen zu triggern ein Auslesesystem, welches in der Lage ist online die Treffermultiplizitäten zu bestimmen. Dies wurde bei Si $\Lambda$ ViO mit Komponenten der Firma Mesytec realisiert. Die verwendeten Module sind in Kapitel 4.6.2 und 4.6.3 näher beschrieben. Zum einen bieten diese Module den Vorteil schnell die Treffermultiplizität ermitteln zu können, zum anderen aber den Nachteil einer

niedrigen Kanaldichte. Deswegen wurde entschieden, lediglich die n-Seite der Si $\Lambda$ ViO-B Detektoren mit dieser Elektronik auszulesen und für die Auslese der p-Seite auf eine andere Lösung zurückzugreifen. Die Wahl fiel auf den APV25 Chip [RCF<sup>+</sup>00, BM08b, ADD<sup>+</sup>06]. Um unseren Anforderungen gerecht zu werden mussten noch einige Veränderungen vorgenommen werden (Kapitel 4.6.4 und V).

### 4.6.1 Prinzipieller Aufbau der Ausleseelektronik

Die Wahl zwei verschiedene Auslesesysteme zu verwenden, stellte die Herausforderung dar ein völlig neuartiges Hybrid-Auslesesystem zu entwickeln. Der schematische Aufbau dieses Systems ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass Si $\Lambda$ ViO-A komplett mit Mesytec Modulen ausgelesen wird. Dies ist möglich da Si $\Lambda$ ViO-A nur in 32 Sektoren unterteilt ist (siehe Kapitel 4.3.1), weswegen hierfür nur zwei Vorverstärker und zwei Shaper benötigt werden. Bei Si $\Lambda$ ViO-B wird das bereits erwähnte hybrid Auslesesystem verwendet (Abbildung 4.7). Die Signale von Si $\Lambda$ ViO-A werden als erstes über die Mesytec Vorverstärker MPR16 verarbeitet. Anschließend findet in den Mesytec Shapern STM16 eine Pulsformung statt. Das resultierende Signal, dessen Höhe mit der im Detektor deponierten Energie korreliert ist, wird schließlich mit dem peak sensing ADC V785 der Firma CAEN [CAE] digitalisiert. Über einen VME Bus werden die Daten dann der Datenaufnahme zugeführt. Die Selbe Prozedur findet für die n-Seiten der Si $\Lambda$ ViO-B Detektoren statt.

Das Triggersignal wird von einem fast filter Verstärker innerhalb der STM16 Shaper geliefert. Der fast filter Verstärker läuft parallel zu der normalen Pulsformung und ist wesentlich schneller, dafür aber nicht so genau. Mit ihm ist es möglich die Multiplizität eines Ereignisses zu bestimmen und ein Triggersignal zu erzeugen, wenn die Multiplizität innerhalb eines frei wählbaren Fensters ist.

Die p-Seite der Detektoren von Si $\Lambda$ ViO-B werden mittels des APV25 Chips (APV) ausgelesen. Wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, besteht Si $\Lambda$ ViO-B aus 8 Silizium Detektoren mit je 60 Streifen auf der p-Seite. Um alle 480 Streifen auszulesen ist eine geeignete Elektronik notwendig. Aufgrund der Möglichkeit mit einem Chip 128 Kanäle zu verarbeiten, fiel die Wahl auf den APV25 Chip. Mit insgesamt vier Chips ist es somit möglich alle 8 Detektoren auszulesen. Es werden je zwei Detektoren von einem Chip verarbeitet. Dadurch ist es weiterhin möglich die 8 pro Chip verbleibenden Kanäle für eine Common Noise Correction (CNC) (siehe Kapitel 5.2) zu verwenden.

Die Komplette APV Auslekette ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Sie besteht aus den Detektoren, daran angeschlossen sind AC-Koppler zur Anpassung des Energiebereichs des APV. Der APV Chip befindet sich auf einer Platine, welche eine Spannungsversorgung und Anschlüsse für Ein-, sowie Ausgänge zur Verfügung stellt. An die Eingänge dieser Platine sind die AC-Koppler angeschlossen. Der Ausgang der APV Platine ist über ein SUB-D Kabel mit dem sogenannten "Bridge Board" verbunden. Das Bridge Board besteht im Wesentlichen aus einem FPGA und wird in Kapitel 4.6.5 näher beschrieben. Es schlüsselt die APV Daten so auf, dass sie von einem an der GSI entwickeltem SAM3 Modul verarbeitet und der Datenaufnahme zur Verfügung gestellt werden können.

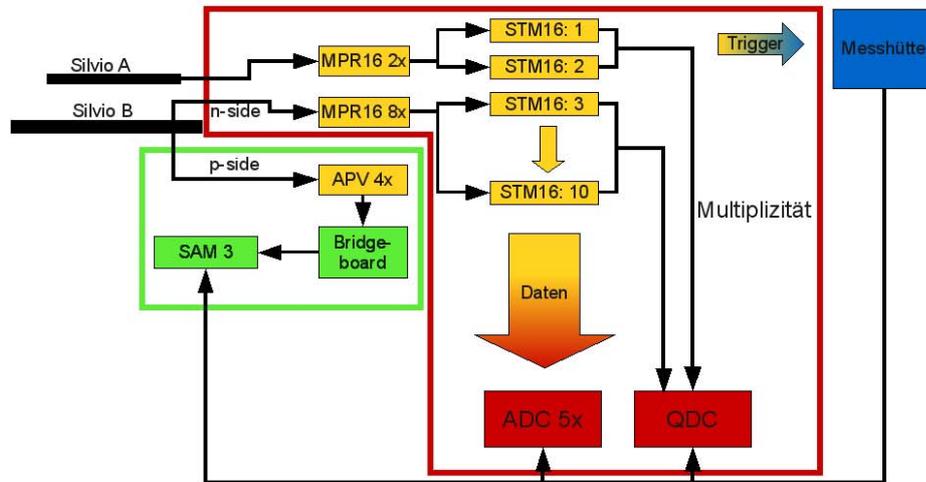


Abb. 4.7: Schematischer Aufbau der Si $\Lambda$ ViO Ausleseketten. Grün umrandet ist die APV Ausleseelektronik, Rot umrandet ist der Mesytec Teil.

#### 4.6.2 Mesytec Vorverstärker MPR16

Der MPR16 der Firma Mesytec ist ein speziell für Siliziumdetektoren entwickelter Vorverstärker. Über ein LEMO Kabel kann eine Hochspannung eingespeist werden, welche intern auf die 16 Eingangskanäle zur Erzeugung einer Sperrschicht im Detektor, verteilt wird. Der MPR16 besitzt zwei Sensitivitätsstufen, die durch die maximal verstärkbare Energie definiert werden, 5 MeV und 25 MeV. Damit ist es möglich selbst kleine Signale rauscharm zu verstärken. Die Energie auf die mit Si $\Lambda$ ViO getriggert werden soll beträgt ca. 380 keV, weswegen die 5 MeV Einstellung verwendet wird. Nach der Verstärkung steht ein differentielles Ausgangssignal zur Verfügung, das über ein 34-Poliges Twisted-Pair Kabel abgegriffen werden kann. Es ist möglich bis zu vier MPR16 Module in einem Gehäuse unterzubringen. Desweiteren ist es möglich über einen extra LEMO Eingang ein Pulsersignal an alle 16 Kanäle anzulegen, das für Testzwecke und Kalibrierungen nützlich ist. Am besten wird der MPR16 in Verbindung mit den Shapern STM16+ (Kapitel 4.6.3) ebenfalls von der Firma Mesytec verwendet.

#### 4.6.3 Mesytec Shaper STM16

Der Shaper STM16+ besitzt alle zur Erzeugung eines multiplizitäts Triggersignals notwendigen Eigenschaften:

- Einen schnellen timing filter Verstärker zur Erzeugung eines Triggersignals ( $t \approx 150 \text{ ns}$ )
- Einen Shaper mit verstellbaren Zeitkonstanten für die Pulsformung ( $t \approx 2 \mu\text{s}$  oder  $t \approx 1,2 \mu\text{s}$ )

- Die Möglichkeit den Trigger innerhalb eines einstellbaren Multiplizitätsfensters zu erzeugen
- Einen "Current out" um mehrere Shaper zur Erzeugung des Triggersignals zusammen zu schließen und zur Generierung eines zur Anzahl der gefeuerten Kanäle proportionalem Stromsignal

Der STM16+ (Abbildung 4.8, rechts) hat 16 differentielle Eingangskanäle. Intern werden die Eingangssignale über 2 Wege geleitet (Abbildung 4.8, links). Auf dem einen Weg wird der Trigger generiert (Abbildung 4.8, grün), auf dem anderen das eigentliche Signal verarbeitet (rot). Der Trigger ist ein logisches Signal das über den schnellen timing filter Verstärker und einen Diskriminator erzeugt wird. Ein Diskriminator erzeugt dieses Signal, wenn das Eingangssignal über einer bestimmten Schwelle liegt. Im Fall des STM16 wird das Triggersignal ausgegeben, wenn einer der Eingangskanäle über der Schwelle liegt. Die Schwellen des Diskriminators können über eine Fernsteuerung mit geeigneter Software für jeden Kanal einzeln oder über eine Stellschraube für alle Kanäle gleichzeitig eingestellt werden. Es ist die Möglichkeit gegeben die Signale des fast filter Verstärkers an der Rückseite des Shapers abzugreifen. Dort sind jeweils vier Kanäle zu einem Ausgang zusammen geschlossen. Mit diesen Ausgängen ist es möglich die Signale selbst, das elektronische Rauschen sowie timing Einstellungen zu überprüfen. Eine der wichtigsten Eigenschaften des STM16+ ist die Möglichkeit Multiplizitätsbedingungen für den Trigger zu setzen und mehrere Module mit einem Logischen "UND" zu einer seriellen Kette zu verbinden. Diese Multiplizitätsbedingung lässt sich über zwei Potentiometer, eines für die minimale Multiplizität und eines für die Maximale, an der Front des Shapermoduls einstellen. Sind mehrere Shaper zusammengeschlossen, wird diese Bedingung bei dem letzten Modul der Kette überprüft. Das letzte Modul muss mit  $50\Omega$  terminiert werden, so ist auch das Ende der Kette eindeutig definiert. Ein Triggersignal wird nur dann Erzeugt, wenn die Multiplizität innerhalb dieses Fensters liegt. Die einzelnen Shaper werden über den so genannten "Current out" miteinander verbunden. Das Current out Signal, dessen Höhe proportional zur Multiplizität der gefeuerten Streifen ist, kann zusätzlich noch abgegriffen werden und mittels eines QDC (Ladungs-Digital-Wandler) digitalisiert werden. Somit ist es möglich die Anzahl der Ereignisse in der Datenaufnahme mitzuschreiben um sie für die spätere Analyse, insbesondere zur Kontrolle der Multiplizitätsselektion, zu verwenden. Die Zusammenschließung der Shaper ermöglicht es ein einziges Triggersignal für alle acht Detektoren von Si $\Lambda$ ViO-B bei der gewünschten Multiplizität zu erzeugen.

Auf dem zweitem Weg über den die Signale laufen wird eine Pulsformung durchgeführt. Das Signal wird durch eine Integrator-Differentiator Schaltung so manipuliert, dass nach der Formung die Höhe des neuen Signals der Ladungsmenge des Alten Signals entspricht. Um die Signale mit peaksensitiven ADC's digitalisieren zu können ist eine solche Prozedur notwendig. Peaksensitive ADC's digitalisieren nur den größten Wert eines Signals.

### 4.6.4 Der APV25 Chip

Der APV25 Chip [Jon01] [JFM<sup>+</sup>] dient der Auslese der p-Seite von Si $\Lambda$ ViO-B. Er besitzt für jeden der 128 Eingänge einen Vorverstärker, einen Shaper, einen Sampler und einen Ringspeicher mit 192 Zellen. Eine Multiplexerstufe innerhalb des AVP25 ermöglicht es alle

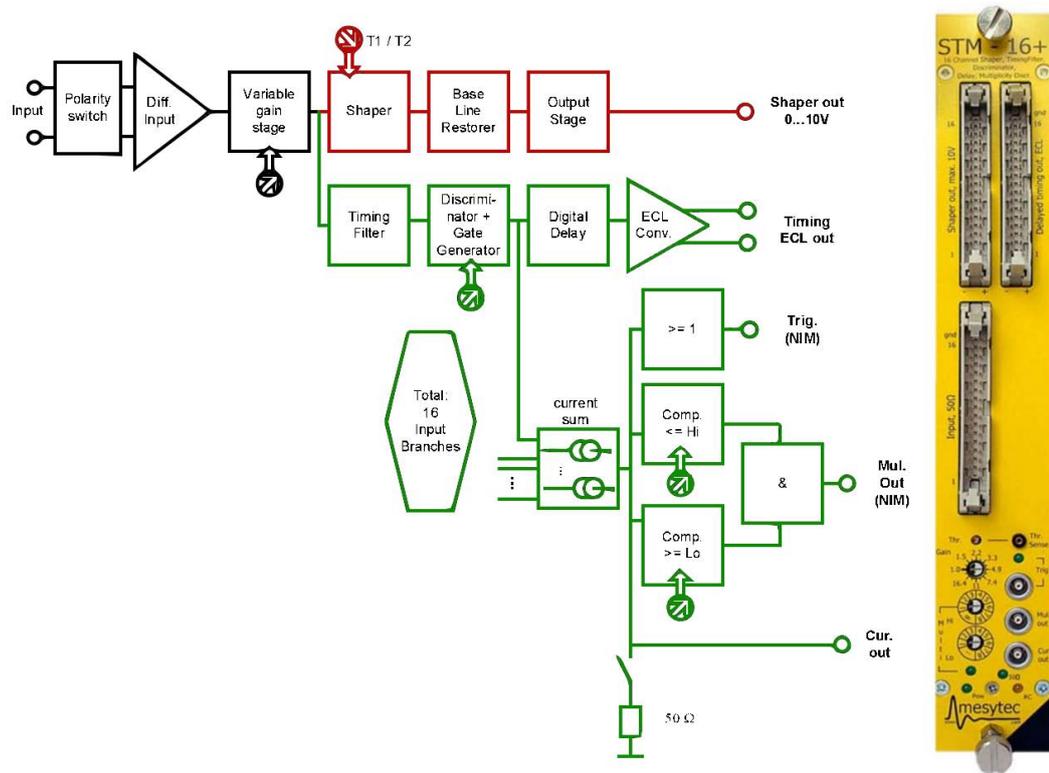


Abb. 4.8: Prinzipielle Funktionsweise und die Front des STM16+. In rot ist der Weg der Signale durch den Shaper eingezeichnet. In grün die Triggerlogik.

128 Eingangskanäle über wenige Ausgänge auszulesen. Der APV25 wird in Kapitel V näher beschrieben.

#### 4.6.5 Das Bridgeboard

Das Bridgeboard wurde an der TU-München für die Auslese eines RICH Detektors mit Amplex Chips entwickelt, gebaut und später für die Arbeit mit dem APV25 Chip weiterentwickelt [B06]. Die Hauptkomponente des Bridgeboards ist ein FPGA, mit welchem der APV25 gesteuert und ausgelesen wird. Eine Anbindung an ein an der GSI entwickeltes GTB Bus Board ermöglicht es das Bridgeboard wiederum mittels eines SAM3 Moduls [SAM] zu steuern und auszulesen. Das SAM3 Modul stellt die Anbindung an den VME Bus dar und ermöglicht die Einbettung der APV25 Auslese in die allgemeine Datenaufnahme, sowie die Übertragung der Steuerungsbefehle an das Bridgeboard.



## V Die APV im Detail

Der APV25 Chip wie er für die Auslese der p-Seite von Silvio B benutzt wird, wurde ursprünglich für den CMS Tracker entwickelt und dort als erstes Glied der Ausleseketten verwendet. APV25 steht für "Analog Pipeline [Voltage Mode] in  $0.025\ \mu\text{m}$  silicon CMOS technology". Ein APV25 Chip besitzt 128 Eingangskanäle mit je einem rauscharmen Ladungsverstärker. Der Verstärkerstufe ist ein pulsformender (shaping) CR-RC Verstärker nachgeschaltet. Das geformte Signal wird danach in ca. 50 ns lange Spannungspulse umgewandelt, welche eine Höhe von ca. 100 mV pro MIP besitzen. Die so veränderten Signale werden anschließend in einem 192 Zellen großen Ringspeicher zwischengespeichert. Dieser Speicher wird auch "Pipeline" genannt. Die Sampling-Frequenz -die Frequenz mit der die oben erwähnten Spannungspulse erzeugt werden- sowie die Schreibfrequenz des Ringspeichers beträgt 40 MHz.

Der Schreibvorgang auf den Ringspeicher läuft so lange weiter, bis der APV25 einen Auslesetrigger bekommt. Bei einem Auslesetrigger wird die Adresse der zum Triggerzeitpunkt gehörenden Ringspeicherzelle in einem FIFO<sup>1</sup> Speicher zwischengespeichert und somit zur Auslese reserviert. Um den Schreibvorgang nicht unterbrechen zu müssen, werden alle Ringspeicherzellen deren Adressen sich im FIFO befinden bei einem nachfolgenden Durchlauf des Ringspeichers übersprungen. Es können maximal 31 Adressen in dem FIFO gespeichert werden. Die Auslese der reservierten Ringspeicherzellen erfolgt mittels des sogenannten APSP (Analog Puls Shape Processor). Der APSP kann in zwei unterschiedlichen Modi betrieben werden. Im "peak mode" wird immer nur eine Speicherzelle pro Trigger ausgelesen und die Ausgabe des APSP entspricht im wesentlichen dem Wert des analogen Pulses. Im sogenannten "deconvolution mode" werden pro Trigger immer drei Speicherzellen ausgelesen. Als erstes wird die Speicherzelle, welche dem Triggerzeitpunkt entspricht und dann die zwei darauf folgenden ausgegeben. Vom APSP wird in diesem Modus der gewichtete Mittelwert dieser drei Zellen ausgegeben.

Die vom APSP erzeugten Daten werden in einem weiteren Zwischenspeicher geladen und anschließend von einer Multiplexereinheit verarbeitet. Die auf diese Weise seriell gebündel-

---

<sup>1</sup>First In First Out. Daten die als erstes zwischengespeichert wurde, werden auch als erstes weiterverarbeitet

ten Daten stehen dann zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

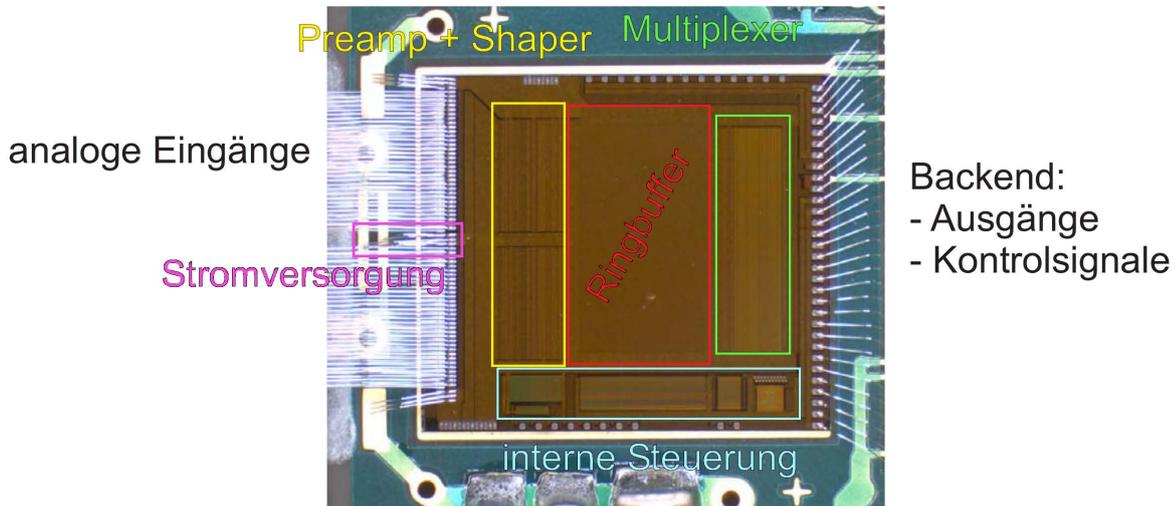


Abb. 5.1: Der Aufbau des APV Chips.

Das Format der von dem APV25 ausgegebenen Daten ist folgendermaßen zusammengesetzt (Abbildung 5.2):

1. Ein 3 Bit langes Header Word
2. Eine 8 Bit lange Adresse
3. Ein einzelner Fehlerbit
4. Die 128 Analogen Gemultiplexten Daten
5. Ein 1 Bit Tick, wenn keine weiteren Daten folgen

## 5.1 AC-Koppler

Der APV25 Chip überdeckt einen Energiebereich von ca. 1,7 MeV. Das von uns erwartete Signal ist Maximal (bei langsamen Teilchen) Bereich von ca. 5 MeV, daher sollte der Energiebereich des APV25 Chips aufgeweitet werden. Es muss weiterhin vermieden werden den Energiebereich des APV25 voll auszunutzen, da bei Energien nahe dem Maximum welches der Chip noch verarbeiten kann ein Baselinedrop Effekt eintritt (Kapitel 5.3). Um solche Effekte zu vermeiden und den Energiebereich zu erweitern, wurde der AC-Koppler entwickelt. Dabei handelt es sich im Prinzip lediglich um einen kapazitiven Ladungsteiler, durch den nur ein Bruchteil der Ladung aus dem Detektor in den APV25 gelangt. Somit wird der Energiebereich vergrößert. In Abbildung 5.3 ist die Prinzipielle Schaltung des AC-Kopplers abgebildet.

Bei der Wahl der Kondensatoren C1 und C2 muss man auf Folgendes achten.

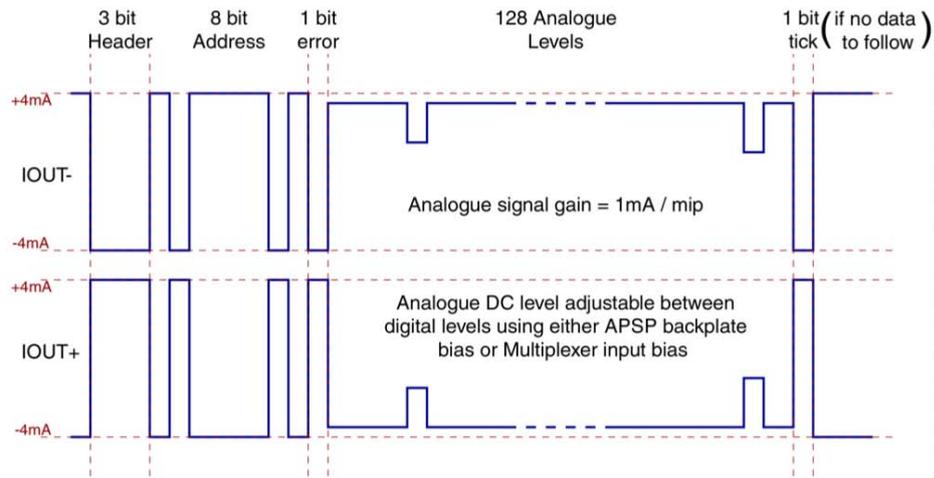


Abb. 5.2: Das Format der APV25 Daten.

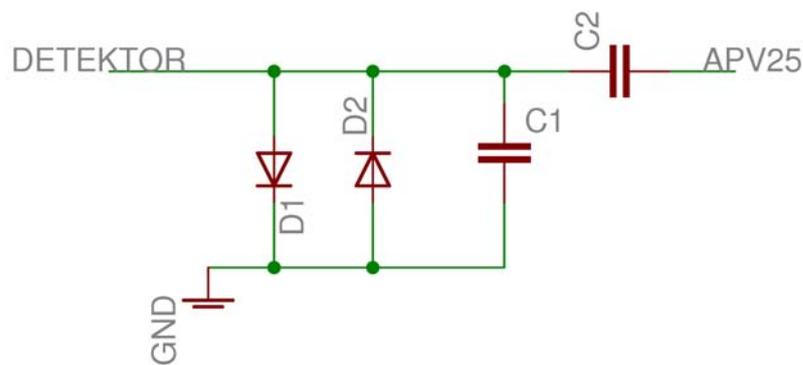


Abb. 5.3: Prinzipschaltbild des AC-Kopplers. D1 und D2 sind Schutzdioden. C1 und C2 bilden zusammen einen Ladungsteiler.

- $C1 + C2$  muss groß gegen die Detektorkapazität sein damit die gesamte Ladung aus dem Detektor extrahiert wird
- C1 muss klein sein, um ein Einkoppeln von Rauschen aus dem Ground zu vermeiden
- $\frac{C2}{C1+C2}$  muss der gewünschten Abschwächung entsprechen

Insgesamt wurden drei verschiedene Kombinationen von C1 und C2 getestet. Die verschiedenen Kombinationen mit dem entsprechenden Aufweitungsfaktor sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Der Aufweitungsfaktor gibt an, um welchen Faktor der ursprüngliche Energiebereich des APV25 vergrößert wird bzw. um wie viel das Detektorsignal abgeschwächt wird. Zu Beginn wurden nur die beiden AC-Koppler Nummer 1 und 2 gebaut und getestet. Der Test fand während einer Teststrahlzeit mit einem Protonenstrahl von 3 GeV kinetischer Energie am FOPI Spektrometer statt. Bei diesem Test waren beide AC-Koppler in SiAViO ein-

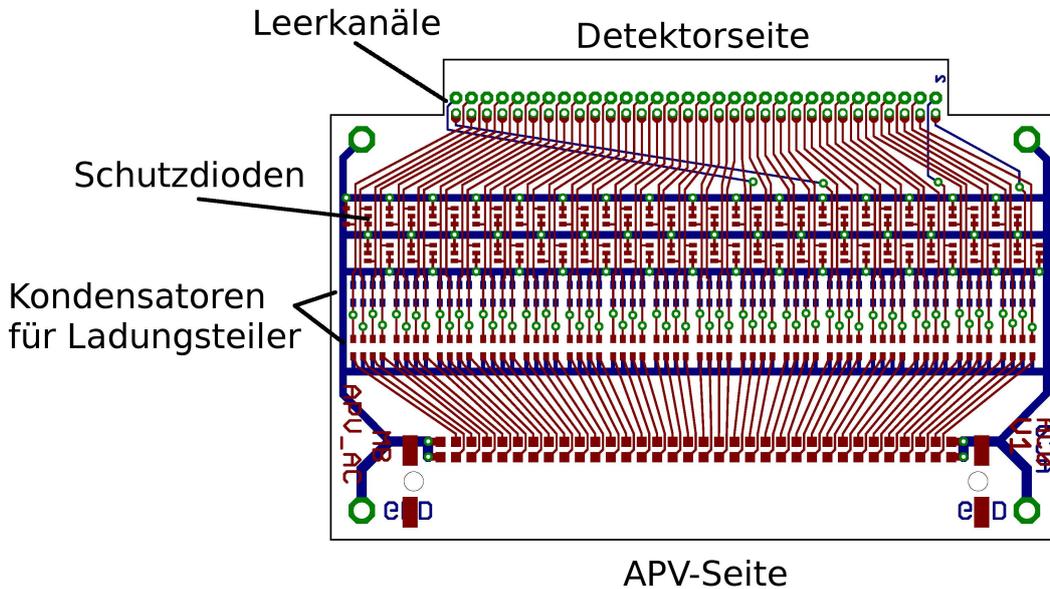


Abb. 5.4: Layout eines AC-Kopplers. Die Leiterbahnen auf der Rückseite für die Verteilung der Leerkanäle sind in blau eingezeichnet.

AC-Koppler	C1 [pF]	C2 [pF]	Aufweitung	Maximale Energie [MeV]
1	47	10	5,7	9,7
2	47	20	3,35	5,6
3	20	10	3,2	5,44

Tab. 5.1: Die Verschiedenen Kombinationen der Kondensatoren für den Ladungsteiler

gebaut. In Abbildung 5.5 sind die Spektren der beiden AC-Koppler zu sehen. Das Linke Spektrum wurde mit AC-Koppler 1, das Rechte mit AC-Koppler 2 erstellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Rauschen mit AC-Koppler 1 schmaler ist als mit AC-Koppler 2. Dafür ist aber der Abstand der Signale zum Rauschen bei AC-Koppler 1 auch geringer als bei AC-Koppler 2. In Beiden Fällen ist der Kondensator C1 zu groß, so dass Rauschen aus dem Ground einkoppeln kann. Bei AC-Koppler 1 ist das Rauschen weniger, da insgesamt eine geringere Signalstärke bei dem APV ankommt, weswegen hier auch der Abstand vom Signal zum Rauschen geringer ist. Die Daten der Rauschpeaks, sowie die der Signale sind in Tabelle 5.2 gegeben.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde beschlossen die Dritte Kombination von Kondensatoren zu benutzen.

Für diese Kombination wurde nur ein Vergleich mit AC-Koppler 2 durchgeführt. Für diesen Vergleich wurde ein Spektrum mit einer  $^{217}\text{Bi}$  Quelle, die in einem  $\beta^-$ -Zerfall Elektronen mit 8,82 MeV emittiert, aufgenommen. Die Ergebnisse des Tests sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

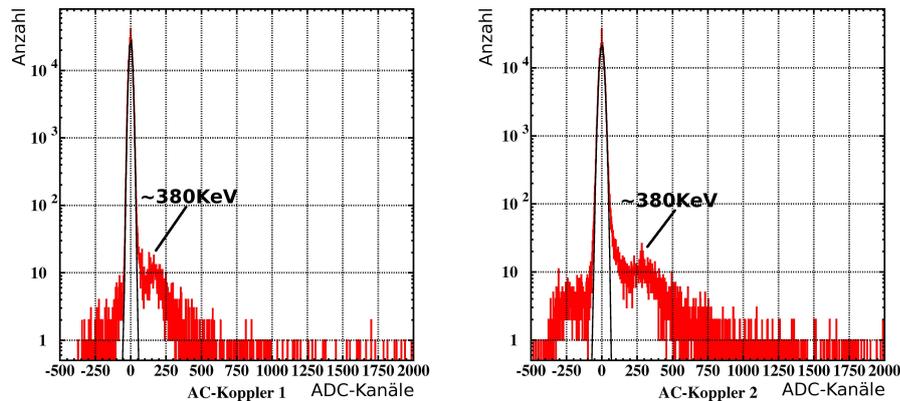


Abb. 5.5: APV Spektren mit verschiedenen AC-Kopplern, gemessen bei einem Testxperiment mit 3 GeV Protonen (siehe Kapitel VI).

AC-Koppler	Sigma [ADC Kanäle]	Abstand Signal-Rauschen [ADC Kanäle]
1	14,69	279
2	10,85	154

Tab. 5.2: Fitwerte der AC-Koppler 1 und 2. Alle Werte in ADC-Kanälen angegeben.

Es ist zu beachten, dass dieser Test mit anderen Detektoren unter Laborbedingungen durch-

AC-Koppler	Sigma [ADC Kanäle]	Abstand Signal-Rauschen [ADC Kanäle]
2	16,77	665
3	12,13	523

Tab. 5.3: Fitwerte der AC-Koppler 2 und 3. Alle Werte in ADC-Kanälen angegeben.

geführt wurde. Daher sind die Werte aus dem vorigen Test nur bedingt mit diesen Werten vergleichbar. Weiterhin sind die Daten aus Tabelle 5.2 bereits Common Noise Korrigiert und die Daten aus Tabelle 5.3 nicht. Prinzipiell ist aber fest zu halten, dass AC-Koppler 1 und 2 beide Vor- und Nachteile haben. AC-Koppler 3 hingegen hat ein niedrigeres Rauschen als AC-Koppler 2 und einen guten Signal-Rauschen Verhältnis. Aufgrund dieser Werte wurde die AC-Koppler Version 3 für die kommende Teststrahlzeit gewählt.

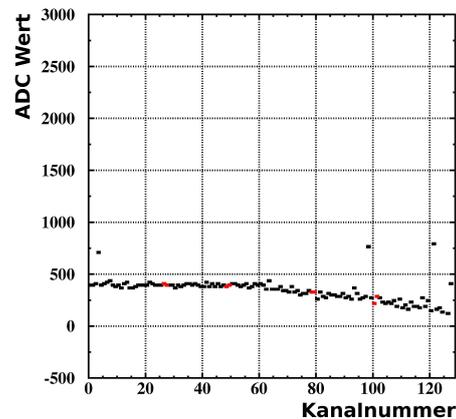
8 von den 128 APV-Eingangskanälen bleiben unbelegt und werden für die Baselinedropkorrektur verwendet (siehe Paragraph 5.4.3). An einen APV25 werden immer zwei AC-Koppler mit je 64 Eingängen angeschlossen. Um die unbelegten Kanäle gleichmäßig über die Kanäle des APV25 zu verteilen wurden zwei verschiedene Versionen des selben AC-Kopplers entworfen. Auf der Detektorseite eines AC-Kopplers sind die vier äußersten Pins unbelegt. In Abbildung 5.4 ist zu sehen, wie die äußersten vier Kanäle (blau) auf der Detektorseite auf verschiedene Kanäle auf der APV-Seite verteilt werden.

## 5.2 Common Noise

Common Noise tritt auf, wenn synchron auf allen Kanälen eine Störung induziert wird. Diese Störung besitzt auch für alle Kanäle ungefähr den gleichen Wert. In unserem Fall erzeugt der Common Noise eine Baselineverschiebung der APV Daten. Diese Störung kann leicht behoben werden (siehe Kapitel 5.4.2).

## 5.3 Baselinedrop

Durch die Stromversorgung der APV tritt auch noch ein anderer Effekt auf, welcher korrigiert werden muss. Die 128 Kanäle des APV Chips werden über zwei Leitungen mit Strom versorgt, welche sich in der Mitte der Eingangskanäle befinden. Die Position der Stromversorgung ist in Bild 5.1 in pink markiert. Die linke und die rechte Hälfte des APV wird getrennt mit Strom versorgt. Findet ein Ereignis mit sehr hoher Amplitude oder viele Teilchentreffer gleichzeitig statt, so benötigt der entsprechende Kanal oder die entsprechenden Kanäle mehr Strom, wodurch die Stromversorgung überlastet wird und nicht mehr genügend Strom zur Verfügung steht, um die Baseline aufrecht zu erhalten. Die Baseline bricht dadurch nach unten hin ein. Ein solcher Effekt wird auch Baselinedrop genannt. In Abbildung 5.6 ist ein Baselinedrop zu sehen. Es ist dabei zu beachten, dass die Baseline hier auf einen Wert von 500 ADC-Kanälen geschoben wurde. Zur Behebung dieses Effekts gibt es zwei Ansätze welche in Kapitel 5.4.3 beschrieben werden.



*Abb. 5.6: ADC-Werte gegen die Kanalnummern aufgetragen. Ein Baselinedrop ist auf der linken Hälfte sichtbar. Die in rot eingezeichneten Kanäle sind nicht mit dem Detektor verbunden.*

## 5.4 Notwendige Korrekturen

### 5.4.1 Pedestal Korrektur

Der erste Schritt bei der Korrektur der APV Daten ist die Pedestalkorrektur. Die Baseline der APV Kanäle ist nicht für alle Kanäle gleich, daher muss jeder Kanal bei jedem Ereignis um die Höhe seiner Baseline auf Null korrigiert werden. Dafür nimmt man vor dem eigentlichen Experiment Daten mit reinem elektronischen Rauschen auf. Anschließend fittet man eine Gaußkurve an den Rauschpeak von jedem Kanal um den Mittelwert zu bestimmen. Die Breite der Gaußkurve gibt dabei die Auflösung des Messaufbaus an. Diese Prozedur muss für jeden Kanal getätigt werden. In Abbildung 5.7 ist beispielhaft ein Pedestal mit Fit abgebildet. Die so gewonnen Mittelwerte werden abschließend von jedem Kanal abgezogen. In Abbildung 5.8 ist der APV ADC-Wert gegen die Kanalnummer vor und nach der Pedestalkorrektur abgebildet. Es ist klar zu erkennen, dass die äußeren Kanäle gegenüber

den mittleren einen höheren Offset besitzen. Die Pedestalkorrektur sorgt dafür, dass sich alle Kanäle bei dem gleichen Offset befinden.

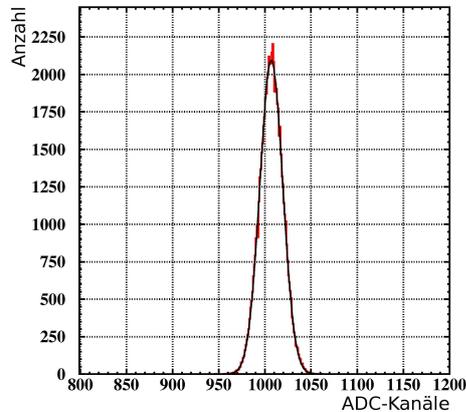


Abb. 5.7: Rauschpeak (Rot) mit gefitteter Gaußkurve (Schwarz).

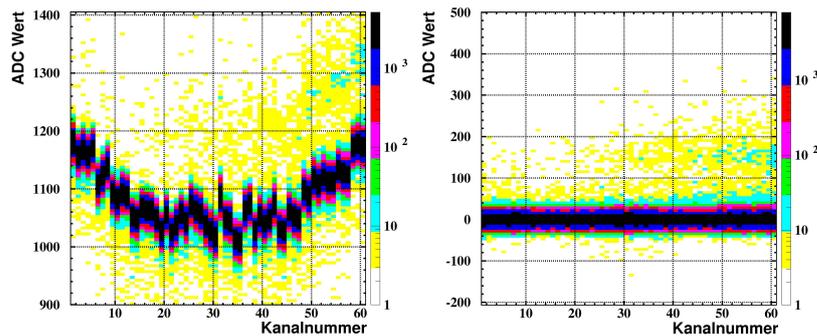


Abb. 5.8: APV ADC-Wert gegen die Kanalnummer aufgetragen, vor der Pedestalkorrektur (links) und danach (rechts).

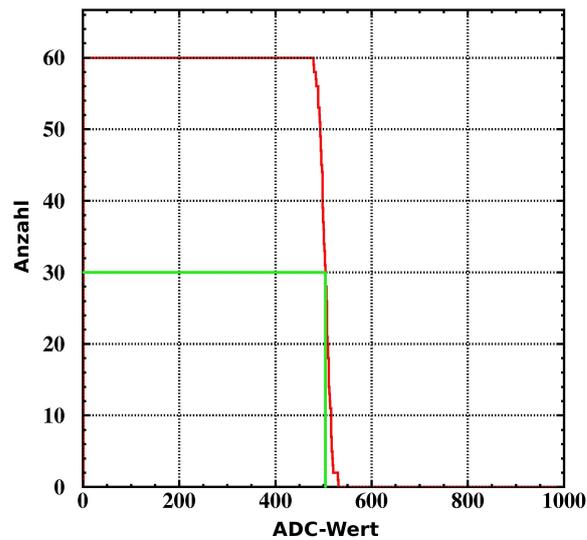
#### 5.4.2 Common Noise Korrektur

Die Common Noise Korrektur muss Ereignisweise angewandt werden, da die Richtung und die Höhe der Baselineverschiebung durch den Common Noise (siehe Kapitel 5.2) bei jedem Ereignis unterschiedlich ist. Im Gegensatz zur Pedestalkorrektur muss hier bei jedem Ereignis ein Wert berechnet werden, um den alle Kanäle zurück auf den Nullpunkt geschoben werden müssen. Hierfür benutzt man die sogenannten S-Kurven, welche für jedes einzelne Ereignis berechnet werden können und den Mittelwert der Baseline liefern.

Zur Erzeugung der S-Kurven wird ein Histogramm auf der X-Achse Bin für Bin gefüllt, bis der ADC-Wert des entsprechenden Kanals erreicht ist. Auf diese Weise wird das Histogramm mit allen Kanälen eines Detektors gefüllt. Das Ergebnis dieser Prozedur ist beispielhaft für einen Detektor in Abbildung 5.9 zu sehen. Somit entspricht die Y-Achse der Anzahl der Kanäle welche einen ADC-Wert größer oder gleich dem dazugehörigen Wert auf der X-Achse hatten. Das Histogramm ist entsprechend der Anzahl der Kanäle bis zu einem Wert

von 60 auf der y-Achse aufgefüllt. Aus der so entstandenen Kurve lässt sich der Mittelwert der Baseline ablesen. Der Mittelwert der Baseline ist der X-Achsen Wert der Kurve welcher einem Y-Achsen Wert entspricht, der sich nach Formel 5.1 berechnen lässt. Dies ist in Abbildung 5.9 durch den Horizontalen und Senkrechten Strich dargestellt. Der Wert auf der Y-Achse zur Bestimmung des Mittelwerts errechnet sich folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
 Y &= \frac{60 - \# \text{ Kanäle mit einem Treffer}}{2} + \# \text{ Kanäle mit einem Treffer} = \\
 &= 30 + \frac{\# \text{ Kanäle mit einem Treffer}}{2}
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$



*Abb. 5.9:* S-Kurve von Detektor 5 für ein Ereignis. In Grün: Der Mittelwert der Kanäle ohne Treffer (Horizontal) und der Mittelwert der Baseline (Vertikal).

Der mit Hilfe der S-Kurve berechnete Mittelwert der Baseline wird von allen Kanälen abgezogen, um diese auf einen Baselinewert von Null zu schieben. In Abbildung 5.10 ist der ADC-Wert gegen die Kanalnummer vor und nach der Common Noise Correction aufgetragen.

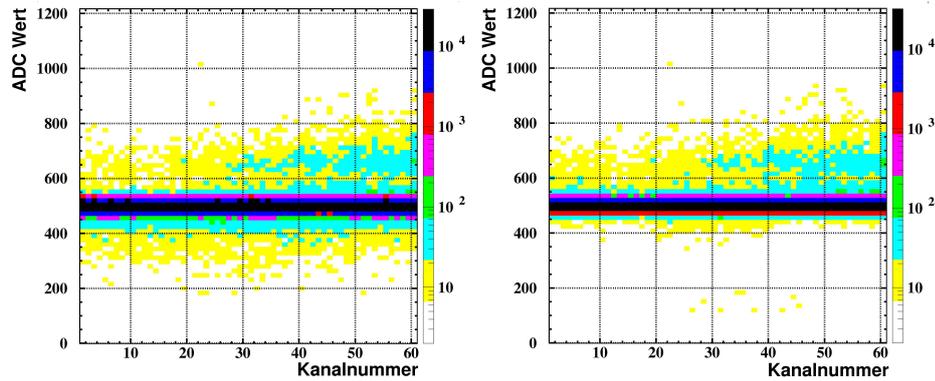


Abb. 5.10: APV ADC-Wert gegen die Kanalnummer, vor (links) und nach (rechts) der Common Noise Korrektur.

Durch diese Prozedur wird die Breite des Rauschens um ca 12% verringert (siehe Tabelle 5.4) und der Abstand von Signal zu Rauschen kaum verändert (1,33%). Die Common Noise Korrektur ist somit Hilfreich, um die Trennung zwischen Signal und Rauschen zu verbessern, ohne die Signale selbst zu verändern. 63% der Signale die sich unterhalb des Rauschens befinden, werden durch diese Prozedur korrigiert.

Korrektur	$\sigma_{Rauschen}$ [ADC Kanäle]	Abstand Rauschen-Signal [ADC Kanäle]
Pedestal	12,387	153,21
Pedestal und Common Noise	10,905	151,17
Relative Änderung	11,96%	1,33%

Tab. 5.4: Breite und Rauschen-Signal Abstand vor und nach der Common Noise Korrektur.

### 5.4.3 Baselinedrop Korrektur

#### Online Korrektur

Eine Möglichkeit den Baselinedrop zu korrigieren besteht darin eine Onlinekorrektur noch während der Datenaufnahme durchzuführen. Eine Onlinekorrektur hat den Vorteil, dass man nach der Korrektur eine Nullunterdrückung durchführen kann. Bei der Nullunterdrückung werden nur die Daten ausgelesen, die über einer bestimmten Schwelle liegen. Hierdurch kann die Menge an auszulesenden Daten drastisch reduziert werden, was die allgemeine Geschwindigkeit der Datenaufnahme beschleunigt (siehe Kapitel 6.2.1).

Ohne Baselinekorrektur lägen einige Ereignisse unterhalb dieses Grenzwertes, obwohl ihr Abstand zur Baseline groß genug wäre.

Die Onlinekorrektur kann nur durchgeführt werden, wenn man zum einen den Verlauf der abknickenden Baseline und zum anderen Kanäle ohne physikalische Ereignisse kennt. Man muss die Baseline durch eine gefittete Funktion rekonstruieren, welche anhand von Punkten erstellt wurde, die nur die Baseline repräsentieren, nicht aber mögliche Daten sind. Wie in Kapitel 5.1 beschrieben sind dafür extra Kanäle vorgesehen.

Die Rekonstruktion der Baseline findet auf dem Bridgeboard statt (siehe Kapitel 4.6.5). Deshalb muss der Code für die Rekonstruktion auf einem FPGA (Field Programmable Gate Array)<sup>2</sup> implementierbar sein und es ist notwendig einige Richtlinien einzuhalten um den Rechenaufwand zu minimieren:

- Division durch Zahlen ungleich einer Potenz von 2 vermeiden
- Multiplikationen mit Dezimalzahlen möglichst vermeiden

Der entwickelte Algorithmus findet nach einer Pedestalkorrektur statt. Er fittet zwischen zwei der unverbundenen Punkten eine Gerade und verschiebt danach die Daten entsprechend dieser Geraden derart, dass die Baseline sich an ihrer Sollposition befindet. Die Sollposition wird von Benutzer festgelegt. Mit einer solchen Baselinekorrektur ist es nicht mehr notwendig, eine Common Noise Korrektur durchzuführen, da die Verschiebung der Baseline von Ereignis zu Ereignis dadurch auch korrigiert wird.

In Abbildung 5.11 ist die Funktionsweise und das Resultat der online Baselinekorrektur gezeigt. Es ist anzumerken, dass hier nur eine testcode Version, geschrieben in ROOT, verwendet wurde um die spätere Funktionsweise zu emulieren und zu testen. Auf allen drei Bildern ist die Kanalnummer der APV gegen den ADC-Wert aufgetragen. Im obersten Bild ist die Baseline ohne Drop zu sehen. Im mittleren Bild wurde der Baselinedrop eingefügt, auf der linken Seite ein linearer Abfall und auf der rechten Seite ein Quadratischer. Die roten Linien in diesem Bild repräsentieren die gefitteten Geraden. Im untersten Histogramm ist die Baseline nach der Korrektur geplottet. Die Blaue Linie in allen drei Histogrammen markiert den Mittelwert der Baseline ohne Abfall, die roten Punkte sind die unverbundenen Kanäle, die zur Erzeugung der Korrekturgeraden verwendet werden. Es ist zu erkennen, dass die Korrektur die Daten auf der linken Seite zu wenig und auf der rechten Seite zu weit Verschiebt. Dieses Verhalten ist nur leicht von der Form des Abfalls abhängig. Durchschnittlich weichen die Korrigierten Daten, bei linearen, quadratischen oder einem Abfall mit dritter Potenz um 2% - 3% von ihren ursprünglichen Wert ab. In Tabelle 5.5 sind die Ergebnisse aus Tests mit verschiedenen Abfallfunktionen.

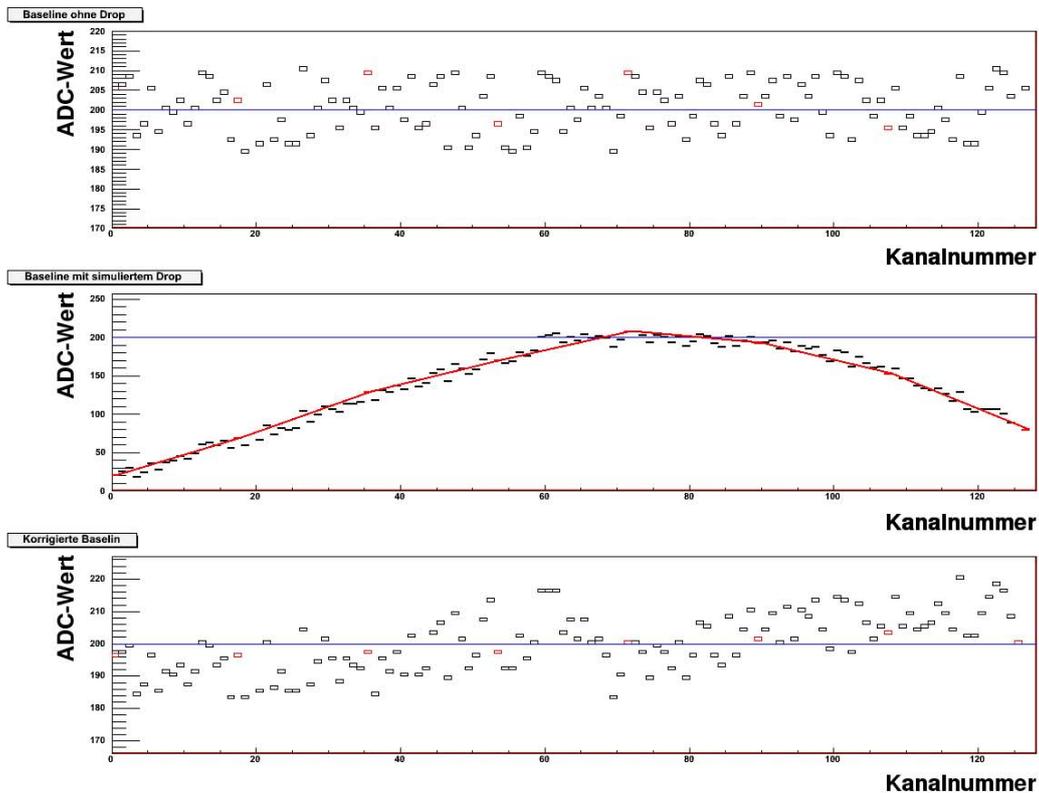
	Linear	Quadratisch	dritte Potenz
links	2,85%	2,36%	2,04%
rechts	2,68%	2,65%	2,67%

*Tab. 5.5: Fehler der Online Baselinekorrektur.*

Es ist auch zu erkennen, dass die Wahl der Punkte durch die gefittet wird einen Einfluss auf die Genauigkeit haben. Um diesen Einfluss zu quantifizieren wäre es notwendig eine genauere Analyse des Baselinedrops durch zu führen um sein Abfallverhalten genauer zu untersuchen.

---

<sup>2</sup>Programmierbare Logikschaltung



*Abb. 5.11: Simulation der online Baselinedropkorrektur. Baseline ohne Drop (Oben), Baseline mit Drop und gefitteten Gerade (Mitte), Baseline nach Korrektur (Unten).*

## Offline Korrektur

Durch die zur Verfügung stehende Rechenleistung ist es hier möglich einen wesentlich genaueren Fit an die Daten vorzunehmen. Auch die offline Baselinekorrektur kann erst nach einer Pedestalkorrektur vorgenommen werden. Gefittet wird mit einem Polynom dritten Grades. Genau wie in der offline Korrektur wird die Baseline nach dem Fitten mit der resultierenden Funktion rekonstruiert. In Abbildung 5.12 ist auf der rechten Seite ein APV Spektrum nur mit Pedestalkorrektur und auf der linken Seite eines mit Baselinedropkorrektur zu sehen. Diese Spektren beziehen sich auf Daten die im Oktober 2008 (siehe Kapitel VI) mit dem AC-Koppler Typ 1 aufgenommen wurden. Gausskurven wurden an die Spektren in das Rauschen und den Signalbereich gefittet. Aus den Ergebnissen dieser Fits (Tabelle 5.6) ist ersichtlich dass das Rauschen kleiner wird, während sich das Signal sowie der Abstand Signal zu Rauschen nicht ändert. Weiterhin sind vor der Baselinedrop Korrektur Einträge links vom Rauschen, hervorgerufen durch Baselinedrops die so stark sind, dass der ADC-Wert der Signale bis unter das Pedestal absinkt. Diese werden um  $\approx 87\%$  reduziert.

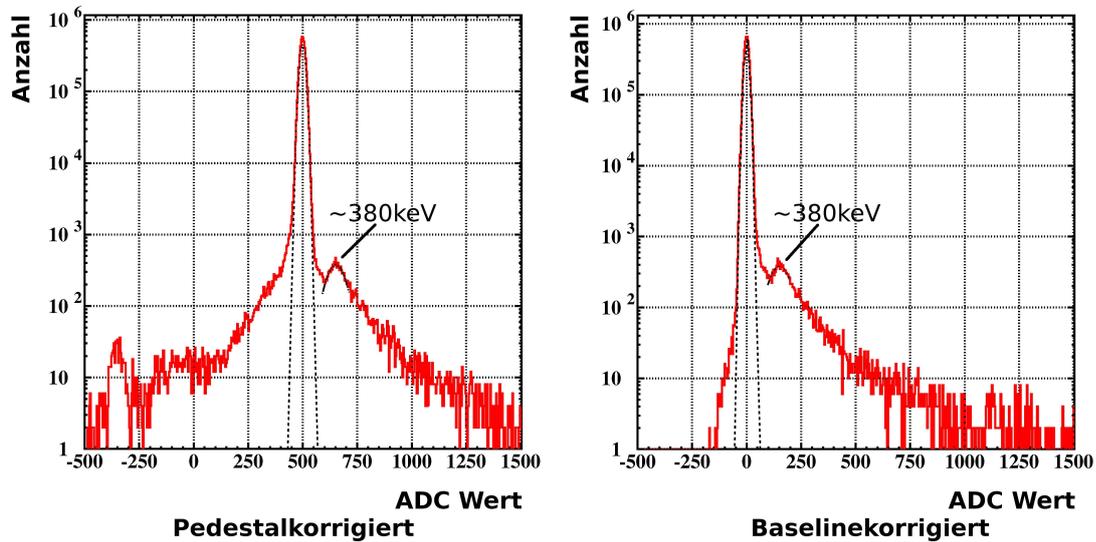


Abb. 5.12: APV Spektren nur Pedestal- (links) und Baselinekorrigiert (rechts).

	Pedestalkorrigiert	Baselindropkorrigiert
$\sigma_{Rauschen}$ [ADC-Kanäle]	12,40	10,74
$\sigma_{Signal}$ [ADC-Kanäle]	44,82	48,89
Abstand Rauschen-Signal [ADC-Kanäle]	152,89	151,23

Tab. 5.6: Fitwerte der Unterschiedlich korrigierten APV Spektren.

## VI Testexperiment mit Protonen

Bei einem Experiment am FOPI Spektrometer, welches im Oktober 2007 [BM08a, M09] stattfand, wurden konzeptionelle Fragen über den Aufbau von Si $\Lambda$ ViO geklärt. Es wurde erfolgreich überprüft, ob 1 mm dicke Siliziumdetektoren zum Triggern auf MIP's geeignet sind und es wurde ein tieferes Verständnis über die Ausleseelektronik gewonnen.

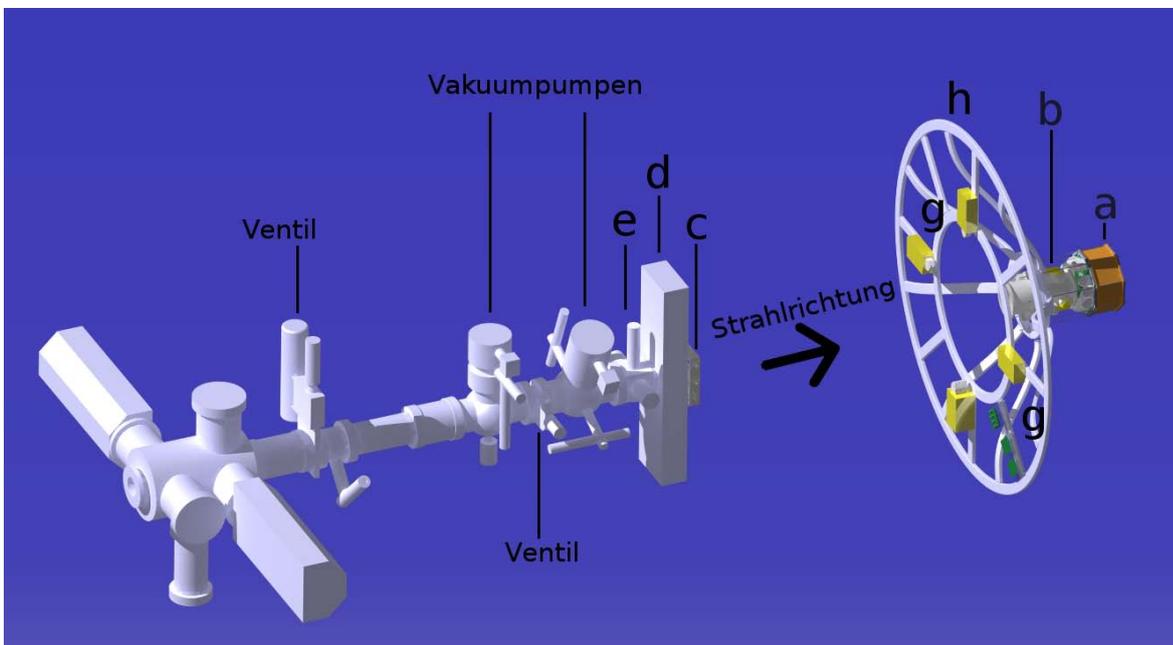
Der erste Test des kompletten Si $\Lambda$ ViO -Systems fand im Oktober 2008 über 3 Tage statt mit einem Protonenstrahl mit 3 GeV kinetischer Energie. Bei diesem Experiment wurden alle FOPI Detektoren betrieben, um eine weiterführende Analyse der Daten zu ermöglichen. Die Ziele dieses Experiments waren:

- Überprüfen, ob Si $\Lambda$ ViO unter realistischen, experimentellen Bedingungen bei FOPI funktioniert.  
Innerhalb des FOPI Spektrometers herrschen andere Bedingungen als im Labor, wie ein magnetisches Feld, andere Umgebungstemperaturen, mechanische Störungen und die Schirmung muss an FOPI angepasst werden.
- Verifizieren dass die Multiplizitäts Triggerbedingungen wie gewünscht einstellbar sind. Bisher wurden nur einzelne Detektoren getestet [M09], nicht aber ein Patchwork aus mehreren Detektoren, wie es bei Si $\Lambda$ ViO-B vorliegt. Weiterhin ist nur eine einzelne Multiplizitätsbedingung untersucht worden. Zur Erzeugung des gewünschten Triggers auf  $\Lambda$ 's ist es aber notwendig unterschiedliche Bedingungen auf den beiden Si $\Lambda$ ViO Ebenen einzustellen. Die Selektivität auf Ereignisse mit Multiplizitäten innerhalb des eingestellten Fensters muss nachgewiesen werden.
- Kontrollieren, ob die MIP-Signale vom elektronische Rauschen trennbar sind. Dies ist besonders für die Analyse wichtig.
- Untersuchen, ob die von Si $\Lambda$ ViO eingeführten Triggerbedingungen einen Einfluss auf die räumliche Verteilung der Teilchen ausüben.
- Die Funktion der Beamlinedetektoren überprüfen. Bei diesem Experiment wurden die Beamlinedetektoren (siehe Kapitel 3.3) zum ersten mal im Strahl getestet.

- Analysieren, ob Korrelationen zwischen Si $\Delta$ ViO und den FOPI Detektoren vorhanden sind. Da bei diesem Experiment alle Si $\Delta$ ViO Detektoren einsatzbereit waren und die FOPI Detektoren ebenfalls betrieben wurden ist zu Untersuchen, ob durch das Einbeziehen von Si $\Delta$ ViO Teilchenbahnen rekonstruiert werden können.

## 6.1 Aufbau des Testexperiments

Bei diesem Experiment wurde Si $\Delta$ ViO wie in Kapitel IV verwendet. Ebenfalls wurden die Beamlinedetektoren (siehe Kapitel 3.3) verwendet. Der Startdetektor jedoch wurde nicht in seiner vollständigen Konfiguration verwendet. Statt der geplanten 10 Photomultiplier zur Auslese von fünf Szintillatoren waren nur zwei Szintillatoren mit vier Photomultipliern im Einsatz. In Abbildung 6.1 ist die Konfiguration des Strahlrohrs und der Strahldetektoren sichtbar. Si $\Delta$ ViO ist ebenfalls eingezeichnet (a). Der Vetozähler (b) befand sich ca. 13 cm vor Si $\Delta$ ViO. Das Target, bei diesem Test ein 1 cm Kunststoffszintillator mit einer Wechselwirkungsrate von 1%, ist zwischen diesen beiden Detektoren positioniert. Die Position entspricht der des Flüssigwasserstoff Targets, wie in Kapitel 3.4 beschrieben. Ca. 200 cm weiter strahlaufwärts befand sich der entwickelte Beamprofilemonitor (c) gefolgt von dem neuen Startzähler (d). Zum Zwecke einer Referenzmessung wurde zusätzlich zu diesem Startzähler der alte FOPI Startzähler (e) verwendet (siehe Kapitel 3.3). Si $\Delta$ ViO sowie Veto-counter waren über eine Haltevorrichtung (h) an der CDC befestigt. Die verwendete Ausleseelektronik (siehe Kapitel 4.6) ist ebenfalls an der Haltevorrichtung (Spider) befestigt (g). Die Multiplizitätsbedingungen der beiden Si $\Delta$ ViO Ebenen waren auf die für das eigentliche



**Abb. 6.1:** Die Konfiguration des Strahlrohrs mit den Strahldetektoren und Si $\Delta$ ViO . a: Si $\Delta$ ViO , b: Vetocounter, c: Beamprofilemonitor, d: neuer Startzähler, e: alter Startzähler, f: Haltevorrichtung (Spider), g: Ausleseelektronik.

Experiment benötigten Werte von eins bis zwei auf der Si $\Delta$ ViO -A Ebene und von zwei bis vier auf der Si $\Delta$ ViO-B Ebene gesetzt. Die gesamte Ausleseelektronik von Si $\Delta$ ViO war bei diesem Test einsatzbereit und lieferte Daten. Neben den Signalen der Siliziumdetektoren wurde das Current Out Signal (siehe Kapitel 4.6.3) mit Hilfe eines QDCs aufgezeichnet. Die Leckströme des Siliziumdetektoren wurden überwacht und der Verlauf der Leckströme ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Die Leckströme waren über den Verlauf des Experiments stabil, was darauf schließen lässt, dass keine Strahlenschäden entstanden sind. Der hohe Leckstrom des Detektors 4 ist produktionbedingt. Weiterhin musste eine Klimaanlage installiert werden um die Detektoren zu kühlen. Innerhalb des FOPI Spektrometers herrschen Temperaturen von über 40°, erzeugt durch die Ausleseelektronik der RPCs. Solch hohe Temperaturen erhöhen den Leckstrom drastisch, wodurch sich das Rauschen stärker wird.

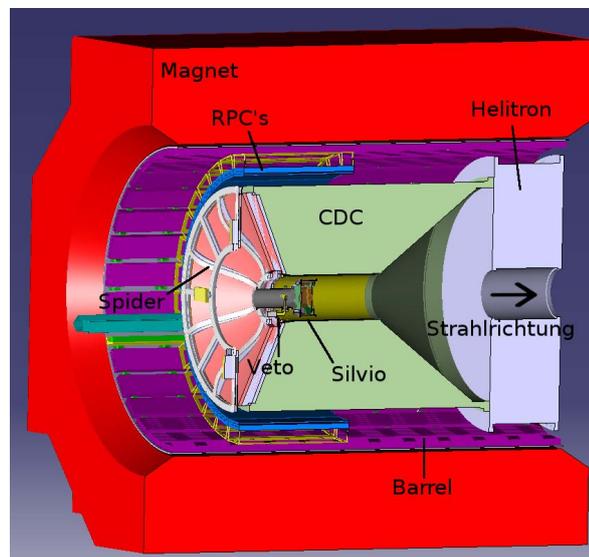


Abb. 6.2: Der Experimentaufbau mit den FOPI Detektoren.

## 6.2 Timing

Beim Timing sind zwei Dinge besonders zu beachten, einmal muss das von Si $\Delta$ ViO generierte Triggersignal schnell genug zu der FOPI Triggerlogik gelangen und wieder zurück zu der Ausleseelektronik, zum anderen muss die Auslese der Daten schnell genug ablaufen, damit die Gesamtzeit nicht in verlängert wird.

### 6.2.1 Trigger Timing

Das Triggersignal von Si $\Delta$ ViO muss ca. 500 ns nach dem ein Teilchen detektiert wurde bei der FOPI Triggerlogik in der Messhütte angekommen sein, damit er dort eingebunden werden kann (Abbildung 6.4). Es dauert ca. 150 ns bis aus dem Signal ein Trigger erzeugt wurde und

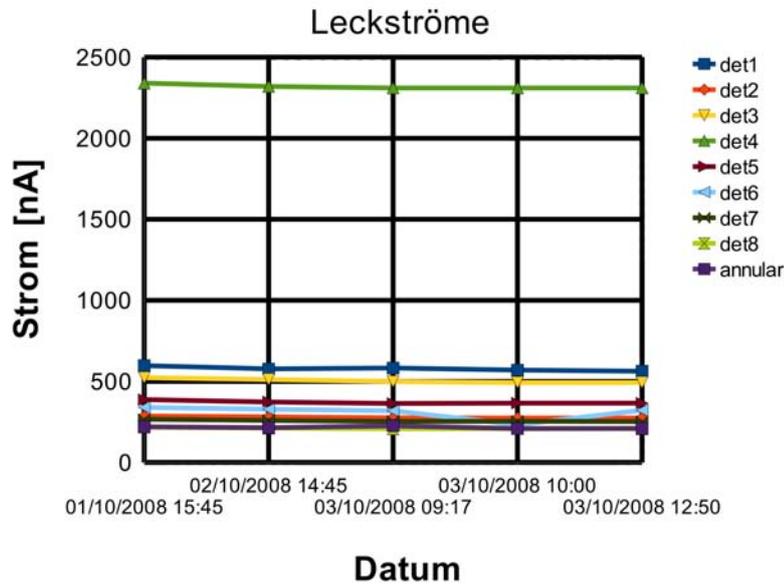


Abb. 6.3: Die Leckströme der Einzelnen Detektoren über den Zeitraum des Experiments.

die Kabellaufzeit in die Messhütte beträgt 170 ns. Somit ist das Triggersignal 320 ns nach der Teilchenkollision und somit ausreichend schnell, in der FOPI Triggerlogik. Dort wird der SiAViO Trigger zusammen mit den FOPI Triggern verarbeitet und im Fall einer positiven Triggerentscheidung (siehe Kapitel 6.3.3) zurück zur SiAViO Auslese geschickt um die Gates für die ADC's zu generieren und um die APV's zu triggern. Die Gesamtverzögerung durch Kabel und Triggerlogik dauert ca. 1,5  $\mu$ s (Abbildung 6.4). Die Zeiten für das Timing wurden mit einem Pulser gemessen. Wegen der langen Verarbeitungszeit des Triggers mussten die Shaper (siehe Kapitel 4.6.3) auf die längere Shapingzeit eingestellt werden.

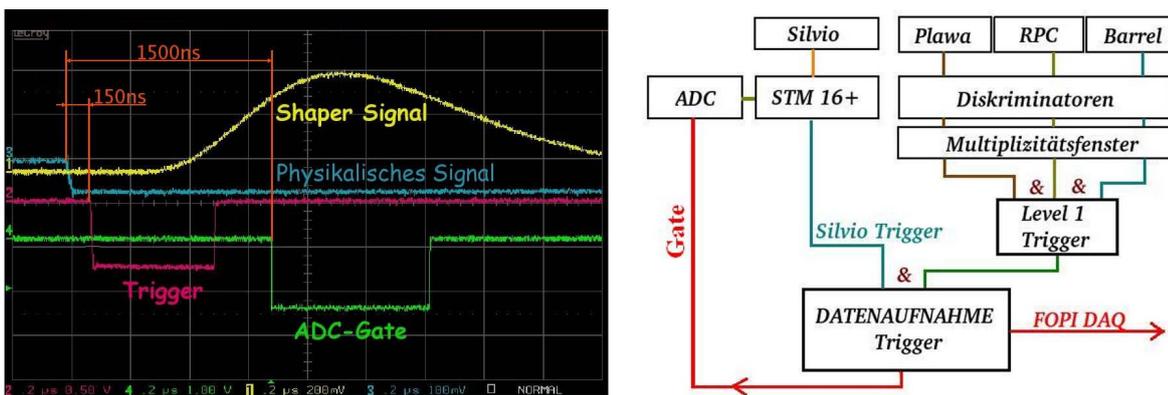


Abb. 6.4: Trigger und Signallaufzeiten, gemessen am Oszilloskop (links) und das Schema der Triggerlogik (rechts)

Teilchenzahl [ $10^6$ pro Spill]	4,5	6	10
$\sigma_{alt}$ [ps]	114,948	240,278	213,572
$\sigma_{neu}$ [ps]	110,134	99,644	110,803

Tab. 6.1: Die Zeitaufösungen der unterschiedlichen Startzähler in Abhängigkeit der Teilchenzahl pro Spill

## Geschwindigkeit der Datenaufnahme

Während der Auslese ist es nicht möglich weitere Daten zu verarbeiten, wodurch ein Totzeit genannter Zeitraum entsteht in dem es nicht möglich ist weitere Teilchen zu detektieren. Die Totzeit muss daher so kurz wie möglich gehalten werden. Ohne Nullunterdrückung werden die Daten von Si $\Delta$ ViO innerhalb von 1,6 ms ausgelesen. Die Auslesegeschwindigkeit von FOPI beträgt  $\approx 1$  ms, somit wäre die Totzeit dominiert von Si $\Delta$ ViO.

Besitzt die APV's keinerlei Daten die ausgelesen werden müssen, beträgt die Totzeit 260  $\mu$ s, werden die APV'S komplett ausgelesen 1600  $\mu$ s. Insgesamt werden bei voller Auslese 512 Datenwörter verarbeitet. Dies bedeutet, dass 2,62  $\mu$ s benötigt werden, ein Datenwort zu verarbeiten. Bei einem Ereignis mit der Treffermultiplizität 4 bedeutet dies, bei durchschnittlich zwei auszulesenden Streifen pro Treffer [MÖ9] und inklusive der Start- und Stopwörter eine Verarbeitungszeit von 286  $\mu$ s. Dies entspricht der zu erwartenden Totzeit mit Nullunterdrückung. Die online Nullunterdrückung, bei der eine Baselinekorrektur benötigt wird (siehe Kapitel 5.4.3) konnte mangels Speicherplatz auf dem FPGA der Bridgeboards (siehe Kapitel 4.6.5) nicht realisiert werden.

Eine weitere Lösung die Totzeit zu reduzieren ist es die Auslese über zwei parallel betriebene Bridgeboards zu realisieren. Damit konnte die Totzeit auf 1,19 ns reduziert werden. Durch die Umstellung des VME Busses von "Einzelworttransfer"<sup>1</sup> auf "Blocklist Transfer"<sup>2</sup> war es möglich eine Auslesegeschwindigkeit von 750  $\mu$ s zu erreichen. Dies ist unterhalb der Auslesegeschwindigkeit von FOPI und verursacht somit keine Totzeitverlängerung der FOPI Datenaufnahme.

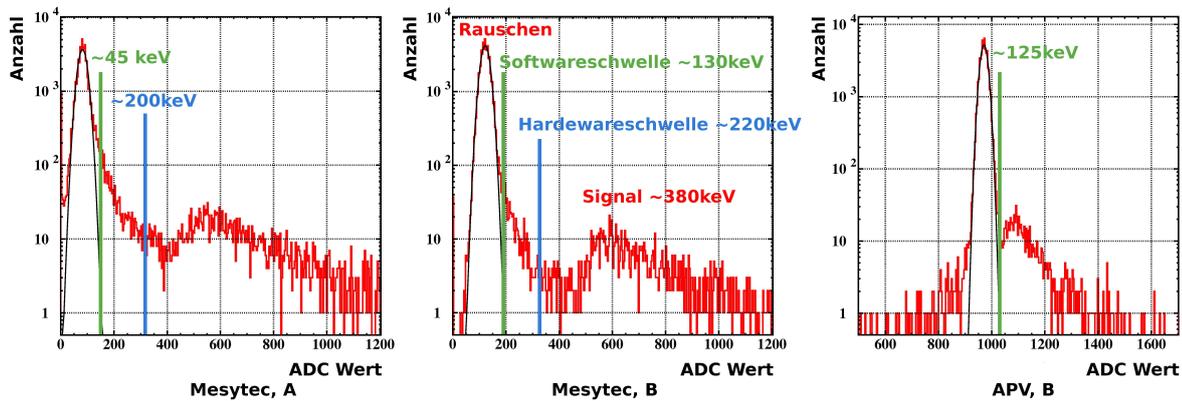
## 6.3 Analyse

### 6.3.1 Startzähler

In diesem Experiment konnte die intrinsische Zeitauflösung  $\sigma_{neu} = 1/2(T_{links} - T_{rechts})$  des Startzählers in Abhängigkeit der Teilchenrate gemessen werden. Zum Vergleich wurde auch die intrinsische Zeitauflösung  $\sigma_{alt}$  des alten FOPI Startzählers gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Daraus ist ersichtlich, dass beide Startzähler bei moderaten Teilchenzahlen die gleiche Zeitauflösung besitzen. Bei höheren Raten ist die Zeitauflösung des neuen Startzählers deutlich besser als die des alten Startdetektors. Da in diesem Experiment der neue Startzähler nur mit 2 Szintillatoren ausgestattet war, kann es auch sein, er nur einen Teil des Strahles Detektiert falls sich mit der Intensität auch das Strahlprofil ändert. Es ist zu beachten, dass an den Zeiten, aus denen diese Zahlen gewon-

<sup>1</sup>Jedes Datenwort wird einzeln angefordert und übertragen

<sup>2</sup>Es wird lediglich die Adresse des ersten Wortes angefordert, um direkten Zugriff auf den Speicher des Buscontrollers zu erlangen



**Abb. 6.5:** Rohspektren der SiΔViO Detektoren. In grün sind die Softwareschwellen mit der Energie eingezeichnet. Die Hardwareschwellen die erreicht werden müssen, um ein Triggersignal auszulösen sind Blau eingezeichnet. Das MIP Signal liegt in alle Spektren bei ca. 380 keV

nen wurden noch keine Korrekturen vorgenommen wurden.

### 6.3.2 Rohdaten

Zur Überprüfung, ob das MIP-Signal vom elektronischen Rauschen trennbar ist, betrachtet man roh Spektren. Roh Spektren beinhalten die unkorrigierten ADC-Werte der digitalisierten Signale der Detektoren. Um die Signale der MIP's ( $\approx 380$  keV) von dem Rauschen zu trennen, wird in der Analysesoftware eine Schwelle gesetzt oberhalb derer die Signale liegen. Diese Schwelle ergibt sich aus dem Mittelwert  $+3,5\sigma$  einer an das Rauschen gefitteter Gausskurve. Aus Abbildung 6.5 ist ersichtlich, dass keine der Schwellen innerhalb der Signale liegt. Somit ist es gewährleistet, dass die Signale vom Rauschen getrennt werden können.

### 6.3.3 Triggerselektion

Eine der Zielsetzungen war es zu Untersuchen, ob die Trigger Selektion nach Multiplizitäten effizient einsetzbar ist. Dazu wurde die Multiplizität eines jeden Ereignisses über den Current out aufgenommen. Bei jedem Ereignis wird von der FOPI Datenaufnahme das sogenannte Triggerpattern erstellt. Dies ist eine Hexadezimale Zahl, die angibt welche Triggerbedingungen erfüllt waren. Die Triggerbedingungen werden mittels logischer Schaltungen hergestellt. Die gesetzten Bedingungen waren:

- 9 SiΔViO-A
- 10 SiΔViO-B
- 15 PB & PLA > 0 & PLA < 5 & RPC > 0 (LVL1 Trigger von FOPI)
- 16 PB & PLA > 0 & PLA < 5 & RPC > 0 & SiΔViO-AB (LVL1 & SiΔViO)

Si $\Lambda$ ViO-A	1 bis 2 Treffer auf der Si $\Lambda$ ViO-A Ebene
Si $\Lambda$ ViO-B	2 bis 4 Treffer auf der Si $\Lambda$ ViO-B Ebene
Si $\Lambda$ ViO-AB	Si $\Lambda$ ViO-A & Si $\Lambda$ ViO-B
Proton Beam (PB)	Ein Ereignis im Startzähler und kein Veto
RPC>0	Mindestens ein Ereignis in einem RPC Modul
PLA>0	Mindestens ein Ereignis in der Plastikwand
PLA<5	Nicht mehr als fünf Ereignisse in der Plastikwand

Tab. 6.2: Erläuterung der Triggerbedingungen.

In Tabelle 6.2 sind die einzelnen Triggerbedingungen erklärt. Die wichtigste Triggerbedingung dabei ist die Bedingung 16, da man mit dieser überprüfen kann ob eine Multiplizitätsbedingung die Daten mit  $\Lambda$ -Zerfällen anreichert. Dies ist der Level 1 Trigger von FOPI kombiniert mit Si $\Lambda$ ViO. Eine weitere wichtige Triggerbedingung ist die Proton Beam (PB) Bedingung. Diese verlangt ein Signal im Startzähler und kein Signal im Veto. Die PB Bedingung ist Voraussetzung für alle anderen Triggerbedingungen.

Die Current Out Spektren der beiden Si $\Lambda$ ViO Ebenen mit der PB Triggerbedingung (Abbildung 6.6) beinhalten Multiplizitäten von eins bis vier für beide Detektorebenen. Für eine ein-

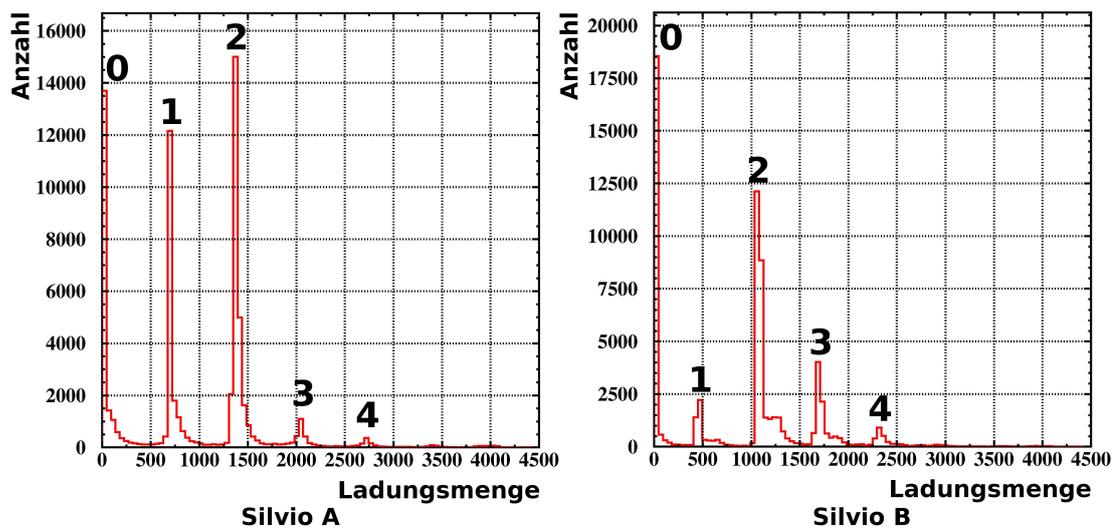


Abb. 6.6: Die Multiplizitätsspektren der beiden Si $\Lambda$ ViO Ebenen nur mit PB Trigger. Die Zahlen über den Peaks geben die jeweilige Multiplizität an.

fachere Analyse der Multiplizitäten ist es möglich die Multiplizitätsspektren gegeneinander in einem zweidimensionalen Histogramm zu plotten. Das Histogramm links in Abbildung 6.7 zeigt die Multiplizitäten der Si $\Lambda$ ViO Ebenen mit der PB Triggerbedingung, rechts daneben sind die Multiplizitäten mit der Triggerbedingung 16. In diesen Histogrammen wurde die Ladungsverteilung der Current out Signale bereits auf ganzzahlige Multiplizitäten kalibriert. Die Grenze zwischen zwei Multiplizitäten wurde aus dem Mittelwert der Positionen benachbarter Peaks gewonnen. Nach dem die Grenzen gesetzt waren konnte jedem Wert

der Ladungsverteilung ein Multiplizitätswert zugeordnet werden. Es ist ersichtlich, dass mit Triggerbedingung 16 die Multiplizitäten außerhalb der gesetzten Bedingungen für den SiAViO Trigger fast nicht mehr vorhanden sind. In lediglich 8,28% der Fälle wurde ein Triggersignal generiert, das nicht den Multiplizitätsbedingungen entspricht. In Tabelle 6.3 ist das

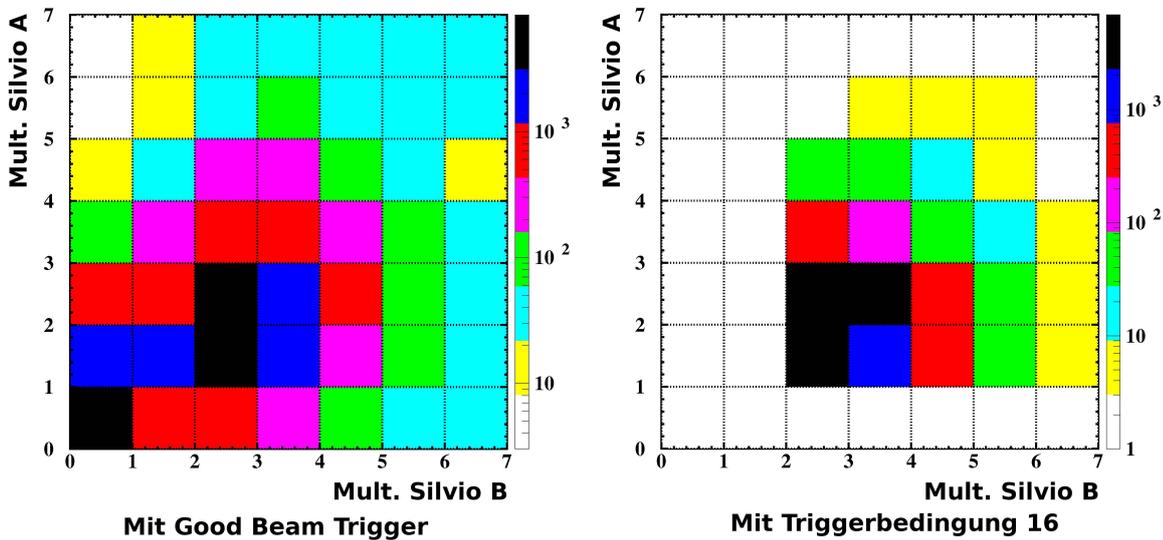


Abb. 6.7: Die Multiplizitäten der SiAViO Ebenen ohne (rechts) und mit (links) Triggerbedingung 16.

Verhältnis der Anzahl der Ereignisse unter Triggerbedingung 16 zu der mit Triggerbedingung 15 für unterschiedliche Strahlintensitäten. Diese Werte geben an, wie stark SiAViO die LVL1 Triggerrate durch Multiplizitätsselektion reduziert. Aus 6.3 lässt sich erkennen, dass der LVL1 Trigger bereits mit einem Faktor 13 unterdrücken lässt. Die Unterdrückung der PB Triggerbedingung konnte in diesem Experiment aufgrund der unvollständigen Beamline nicht bestimmt werden. Eine erste Abschätzung liegt im Bereich oberhalb einer Unterdrückung von 20. Weiterhin wurde eine Messung ohne Target vorgenommen, um festzu-

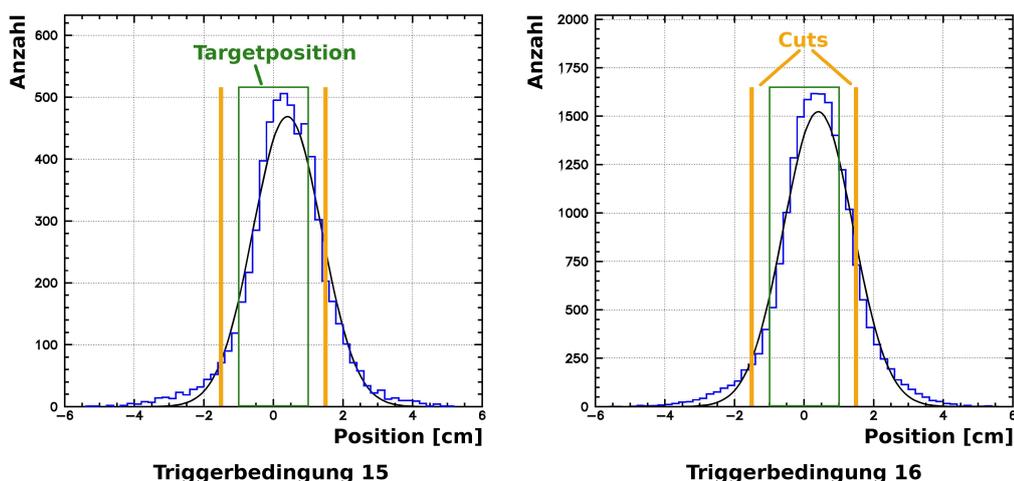
Mit Target			
Strahlintensität [ $10^6$ Teilchen/Spill]	1	3,5	6
Verhältnis Tr.15/Tr.16	9,70	12,07	13,11
Ohne Target			
Strahlintensität [ $10^6$ Teilchen/Spill]	2,3	4,5	10
Verhältnis Tr.15/Tr.16	93,83	88,99	103,73

Tab. 6.3: Verhältnis der Anzahl der Ereignisse unter Triggerbedingung 16 zu der mit Triggerbedingung 15 für unterschiedliche Strahlintensitäten.

stellen, wie viele Triggerereignisse von Teilchen die nicht aus Wechselwirkungen mit dem Target stammen ausgelöst werden. Dafür wurde ebenfalls die Reduktion des LVL1 Trigger bestimmt (Tabelle 6.3). Das Verhältnis der Reduktion mit Target zu der Reduktion ohne Target gibt Aufschluss darüber, wie viele Trigger von "nicht Target" Teilchen ausgelöst wurden. Vergleichbar sind die Reduktionswerte der beiden Intensitäten  $3,5 \cdot 10^6$  Teilchen/Spill

(mit Target) und  $4,5 \cdot 10^6$  Teilchen/Spill (ohne Target). Es ergibt sich, dass ca. 13% der Trigger von SiAViO aus Reaktionen stammen, die nicht im Target stattfanden. Dies lässt sich hauptsächlich durch die Effizienz von nur 80% bis 96% des Vetozählers [Suz08] erklären, wodurch teilweise auf Teilchen die nicht aus dem Target kommen getriggert wurde. Hier ist zu bemerken, dass in diesen Unterdrückungsfaktor auch die Effizienz des Vetozählers, sowie die Strahlfokussierung einfließen. Durch eine schlecht Fokussierung kann es passieren, dass SiAViO-A direkt vom Strahl getroffen wird und somit ein Triggersignal erzeugt ohne dass eine Wechselwirkung im Target sattgefunden hat. Solche Ereignisse erhöhen diesen Unterdrückungsfaktor.

Um nun zu untersuchen, wie groß der Reduktionsfaktor bei Ereignissen ist die aus dem Target kommen, wurde ein Vertex-Cut eingeführt. Dazu wird aus den in der CDC gemessenen Teilchenbahnen die Targetposition rekonstruiert und dann nur die Ereignisse betrachtet, bei denen sich die rekonstruierte Targetposition innerhalb eines Fensters ( $\pm 1,5 \text{ cm}$ ) um die nominelle Targetposition befindet. In Abbildung 6.8 ist die Verteilung der rekonstruierten Targetposition mit der wirklichen Targetposition (grüner Kasten) und dem Fenster (orange) für die y-Position mit der Triggerbedingung 15 (links) und 16 (rechts) Abgebildet. Der sich mit diesen Cuts ergebende Reduktionsfaktor ist 5,4. Dies bedeutet, dass Teilchen deren Bahn nicht rekonstruierbar ist stärker unterdrückt werden.



**Abb. 6.8:** Die mit der CDC rekonstruierten Targetposition (blau) mit den angewendeten Cuts (orange) und der tatsächlichen Targetposition (grün) für Triggerbedingung 15 (links) und 16 (rechts).

### 6.3.4 Korrelationen

Eine erste Analyse der Korrelationen zwischen SiAViO und den Spuredetektoren wurde durch einen Vergleich der Winkelverteilungen von SiAViO und CDC bzw. HELITRON durchgeführt. Damit man die Winkelverteilungen miteinander vergleichen kann, muss zuerst eine Matchingprozedur angewandt werden. Diese versucht aus der Spuren der Driftkammern und den Trefferpunkten von SiAViO eine Teilchenbahn zu rekonstruieren.

Winkel	Mean[°]	$\sigma$ [°]
Matching mit der CDC		
Azimuthal	0,105	1,727
Polar	-4,044	3,0926
Matching mit der HELITRON		
Azimuthal	0,152	1,845
Polar	-1,634	4,082

*Tab. 6.4: Fitwerte der Gausskurven an die Differenzen der gematchten Winkelverteilungen*

In Abbildung 6.9 auf der linken Seite ist die Differenz der Azimuthalwinkel der gefundenen Teilchenbahnen zwischen SiAViO und CDC abgebildet. Die so entstandene Verteilung ist um Null zentriert, was bedeutet, dass Korrelationen in den Azimuthalwinkeln gefunden wurden. Auf der rechten Seite von Abbildung 6.9 sind die Differenzen der Polarwinkel gezeigt. Dabei ist in grün die gesamte Verteilung eingezeichnet, die Winkeldifferenzen die aufgrund von falschem matching entstanden sind, wurden in rot markiert, die erfolgreich gematchten in schwarz. Es konnte für ca. 1% der Bahnen der CDC ein passender Trefferpunkt in SiAViO gefunden werden. Im Fall der HELITRON konnte für 23% der Bahnen ein SiAViO-Treffer gefunden werden. SiAViO und CDC haben einen Überlapp in der geometrischen Akzeptanz von 7,27%, SiAViO und HELITRON 58,2%. Somit wurden wesentlich weniger Tracks rekonstruiert als möglich sind. Dies kann an dem gerinen Signal-Rauschen anstand der APV Daten mit AC-Koppler 1 liegen. An die Differenzen der erfolgreich gematchten Winkel wurde jeweils eine Gausskurve gefittet, um die Genauigkeit der matchingprozedur bestimmen zu können. Die Ergebnisse dieser Fits sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Der Azimuthalwinkel wurde dabei zur Raumwinkelkorrektur mit dem Sinus des Polarwinkels multipliziert. Insgesamt konnten nur wenige SiAViO-Treffer mit den Spurrkammern gematched werden, auch sind die Winkelverteilungen sehr breit. Dies liegt einerseits an den noch ungenauen Kalibrierungen der Spurrkammern, andererseits befindet sich die Matchingprozedur noch in der Entwicklung. Es bleibt aber festzuhalten, dass Korrelationen vorhanden sind und bereits gefunden werden können.

### 6.3.5 Einfluss von SiAViO auf die räumliche Verteilung der Teilchen

Um die Frage des Einflusses auf die räumliche Verteilung der Reaktionsteilchen zu klären muss die Azimuthal- und Polarwinkelverteilung der CDC und der HELITRON in Abhängigkeit der Triggerbedingungen untersucht werden.

Dabei müssen zuerst die verschiedenen Teilchenarten selektiert werden. Im Target entstanden unter anderem Pionen beider polaritäten, welche wie die gestreuten Protonen von den entsprechenden Detektoren detektiert wurden. Der Schnitt wird anhand der Teilchenmassen festgelegt. Die Verteilung der rekonstruierten Teilchenmasse dient der Identifizierung der Teilchen Sorte. Dazu betrachtet man als erstes das Massenspektrum. In Abbildung 6.10 ist ein solches Massenspektrum für die Massen, die mit HELITRON und PLAWA rekonstruiert wurden zu sehen. Die Schnitte auf die jeweilige Massen werden angezeigt, in grün ist der Schnitt auf  $\pi^-$ , in blau auf  $\pi^+$  und in gelb der Schnitt auf die Protonen eingezeichnet. Die Grenzen des Schnitts werden gewonnen, indem man eine Gausskurve in den entspre-

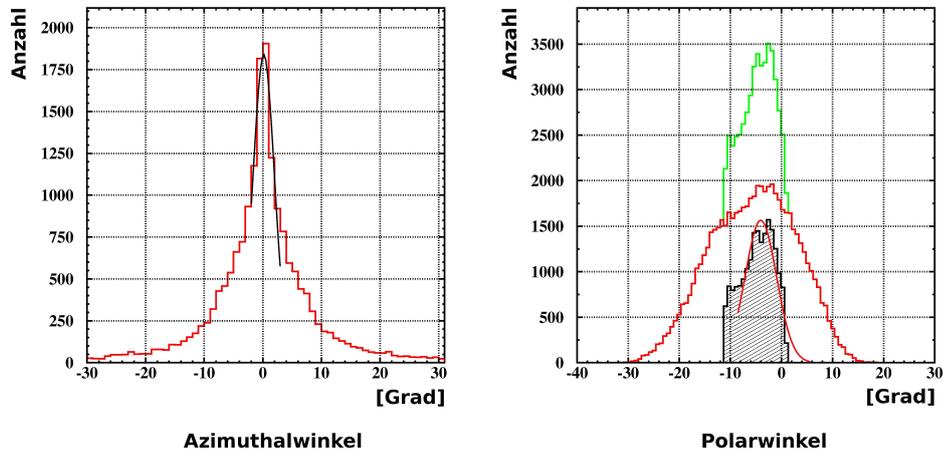


Abb. 6.9: Verteilung der Differenzen der gematchten Winkel mit der HELITRON

Massen	Messwert CDC [MeV]	Messwert Helitron [MeV]	Literaturwert [MeV] [DG08]
$\pi^-$	$146,53 \pm 0,68$	$126,05 \pm 1,21$	$139,57018 \pm 0,00035$
$\pi^+$	$180,23 \pm 0,77$	$147,54 \pm 1,25$	$139,57018 \pm 0,00035$
p	$951,67 \pm 0,01$	$905,38 \pm 3,34$	$938,27203 \pm 0,00008$

Tab. 6.5: Die gemessenen Teilchenmassen und die Nominalmassen

chenden Peak fittet. Die Grenzen berechnen sich dann mittels  $Mittelwert \pm 2\sigma$ . Damit sind 95% der entsprechenden Teilchensorte innerhalb des Schnittes. Für die Protonen wurde ein engerer Schnitt ( $1,5\sigma$ ) angesetzt, da hier die Verteilung breiter ist und mit einem  $2\sigma$  Schnitt viel Untergrund mit dazu genommen wird. Die Zahlenwerte der Massen sind in Tabelle 6.5 mit den entsprechenden Nominalmassen angegeben. Die Unterschiede zu den Literaturwerten lassen sich durch eine nicht einwandfreie Kalibrierung der beiden Spurdetektoren erklären. Für die Erstellung der Cuts ist dies nicht weiter notwendig, da die Teilchenart auch mit den unkalibrierten Daten identifiziert werden kann. Die verwendeten Histogramme sind alle auf die Anzahl der Ereignisse mit einer erfüllten Triggerbedingung, normiert. In Abbildung 6.11 ist ersichtlich, dass die Azimuthalverteilung der Protonen für HELITRON (rechts) sowie für die CDC (links) mit Trigger 16 (rot) die gleich Struktur aufweist wie mit Proton Beam Trigger (schwarz). Der Einbruch im Helitronspektrum im Bereich zwischen  $50^\circ$  und  $100^\circ$  ist durch defekte Sektoren erklärbar. In Abbildung 6.12 ist der Quotient aus Polarwinkelverteilung mit PB Trigger und der Polarwinkelverteilung mit der Triggerbedingung 16 für die HELITRON (links) und die CDC gezeigt (rechts). Die Werte sind verträglich mit eins, was bedeutet dass keine namhaften Abweichungen vorhanden sind. Bei der HE-

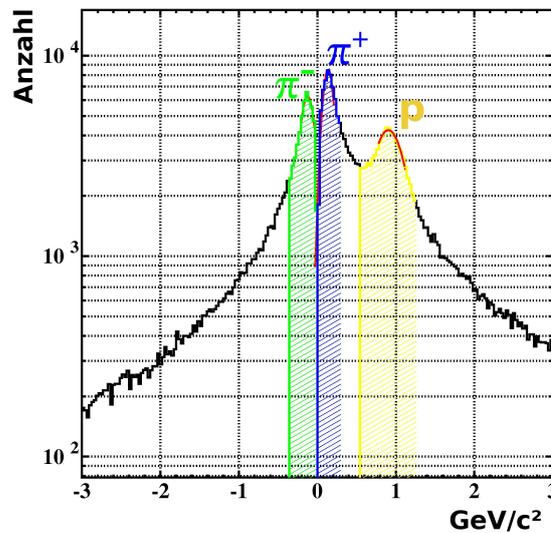


Abb. 6.10: Massenverteilung, rekonstruiert aus den Daten der HELITRON und der PLAWA.

LITRON treten bei größeren Polarwinkeln große Werte des Quotienten auf. Dies liegt an der schlechten Statistik in diesem Bereich. Im Weiteren wurde Eintrag für Eintrag die Differenz aus den verschiedenen Histogrammen der Winkelverteilungen gebildet und das Ergebnis wieder in ein Histogramm eingetragen. Erwartet wird eine gaussähnliche Verteilung mit dem Mittelwert bei Null. Die Ergebnisse dieser Prozedur sind in Tabelle 6.6 ersichtlich.

Verteilung	CDC		HELITRON	
	Mittelwert	$\sigma$	Mittelwert	$\sigma$
Masse	$(9,33 \cdot 10^{-6})^\circ$	$(3,13 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(2,57 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(1,31 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\phi(\pi^-)$	$(9,55 \cdot 10^{-6})^\circ$	$(1,65 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(1,78 \cdot 10^{-6})^\circ$	$(6,25 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\phi(\pi^+)$	$(2,06 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(1,88 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(-1,44 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(4,53 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\phi(p)$	$(-1,86 \cdot 10^{-6})^\circ$	$(8,51 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(3,74 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(4,31 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\theta(\pi^-)$	$(-1,17 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(1,53 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(2,28 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(4,36 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\theta(\pi^+)$	$(-1,11 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(3,70 \cdot 10^{-4})^\circ$	$(2,04 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(3,70 \cdot 10^{-4})^\circ$
$\theta(p)$	$(4,15 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(5,36 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(7,41 \cdot 10^{-5})^\circ$	$(3,87 \cdot 10^{-4})^\circ$

Tab. 6.6: Fitwerte der Residuen aus den Winkelverteilungen.

Die Werte aus Tabelle 6.6 sind zu 1 ins Verhältnis zu setzen, da sie aus normierten Spektren gewonnen wurden. Dies bedeutet, dass sich die Abweichungen im sub Promille Bereich bewegen und somit Vernachlässigbar sind.

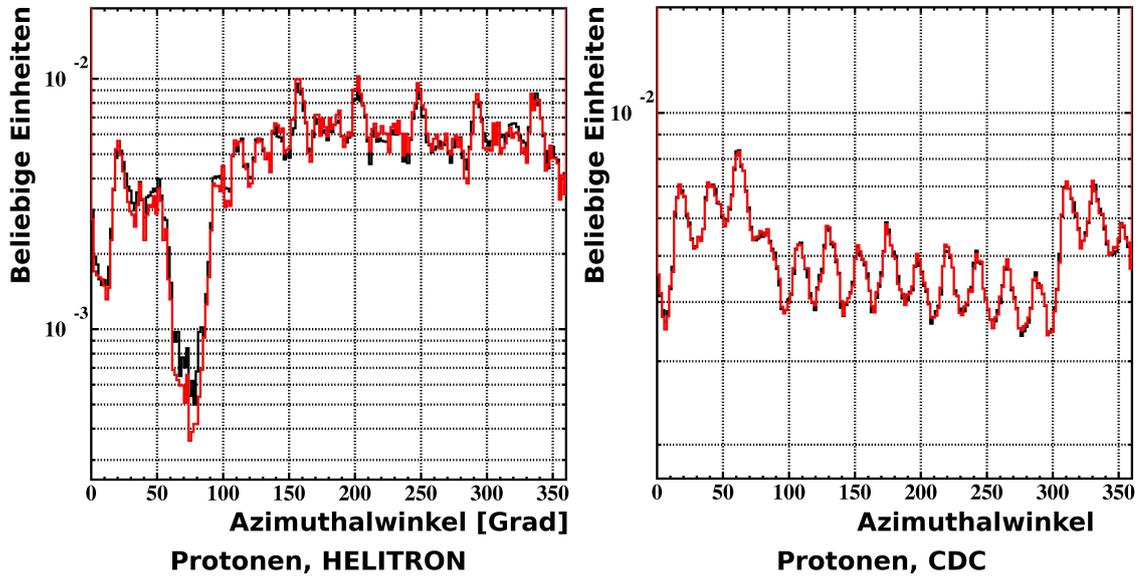


Abb. 6.11: Die Azimuthalwinkel für HELITRON (rechts) und CDC (links). Die Verteilung mit der Proton Beam Triggerbedingung ist in schwarz eingezeichnet. Die rote Verteilung ist mit Triggerbedingung 16 erstellt.

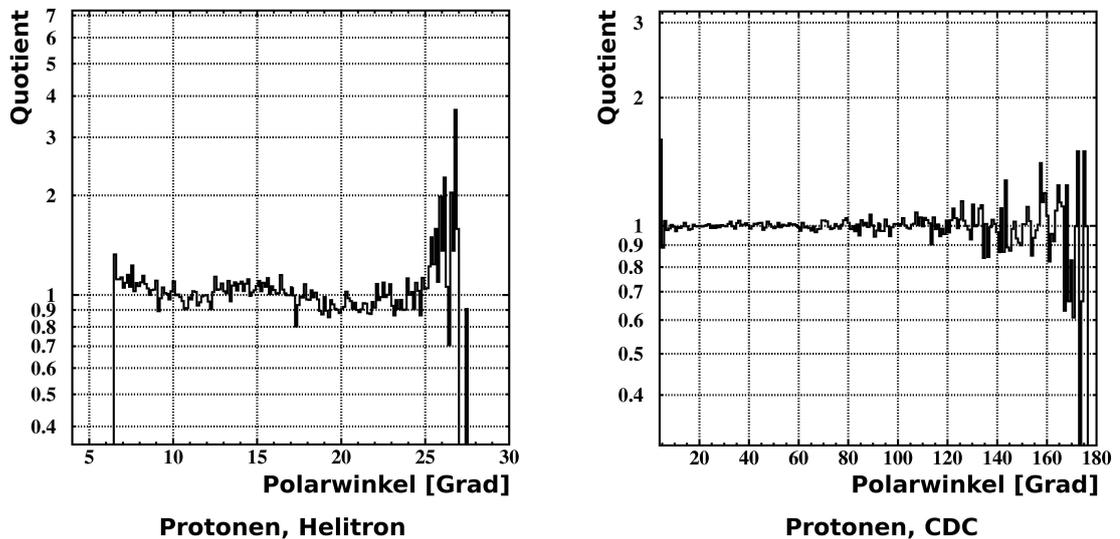


Abb. 6.12: Der Quotient aus der Polarwinkelverteilung mit PB Trigger und Trigger 16 der Protonen in der HELITRON (links) und der CDC (rechts).



## VII GEM TPC

### 7.1 Prinzip einer TPC

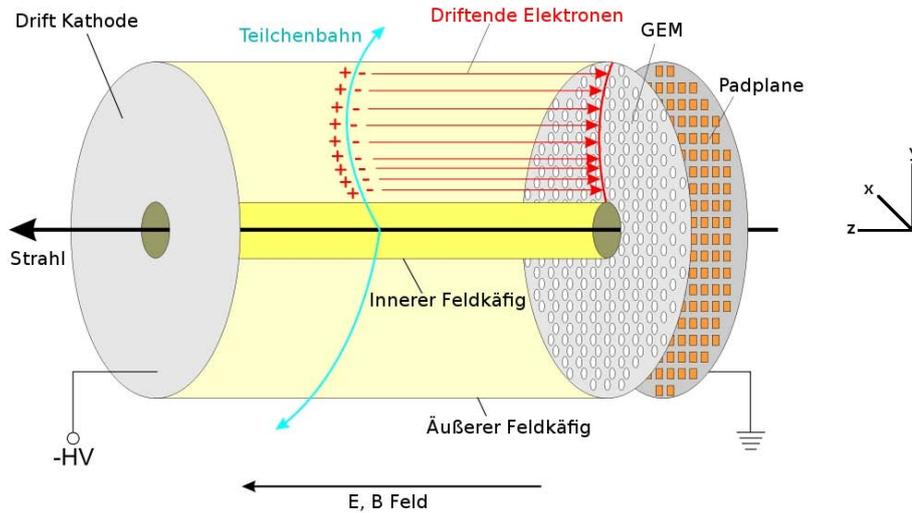
Eine TPC (Time Projection Chamber) ist typischerweise ein mit Gas gefülltes Volumen in dem ein Elektrisches Feld, das sogenannte Driftfeld aufgebaut wird. Eine übliche Bauweise ist es beide Endkappen als Anoden zu benutzen, währen sich die Kathode in der Mitte, zwischen den Anoden befindet und die TPC in zwei Hälften teilt. Es kann auch je eine der Endkappen als Anode oder Kathode verwendet werden [Lip08, AAAa08, Lep07]. Die hier beschriebene GEM-TPC wird letzteren Typs sein.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen so ionisiert es die Gasmolek le entlang seiner Spur. Die durch das Teilchen erzeugten Ladungsträger werden Primärelektronen/Ionen genannt. Das angelegte Driftfeld ( $\approx 400 \frac{V}{cm}$ ) sorgt dafür, dass die so entstandenen Ladungsträger zur Kathode/Anode hin beschleunigt werden. Die Ionen werden an der Kathode lediglich neutralisiert, die Elektronen werden an der Anode vervielfacht, um ein elektronisch verarbeitbares Signal zu erhalten.

Stöße mit den Gasmolekülen bremsen die Ladungsträger immer wieder ab, während das Driftfeld eine beschleunigende Kraft bewirkt. Das sich einstellende Gleichgewicht sorgt dafür, dass die Geschwindigkeit mit der die Ladungsträger driften, gemittelt über die Driftstrecke, konstant ist.

Bei herkömmlichen TPC's wird auf der Anodenseite das Feld durch Drähte erzeugt. In unmittelbarer Nähe eines Drahtes (ca.  $3 \cdot r_{\text{Draht}} \approx 15\mu m$ ) wird das elektrische Feld, aufgrund des  $\frac{1}{r}$  Verhaltens des Drahtfeldes, so stark, dass die Elektronen schnell genug werden um durch Stoßionisation weitere Gasmoleküle zu Ionisieren. Dieser Vorgang wird Lawinenbildung oder Sekundärionisation genannt. Kurz nach der Lawinenbildung werden alle Elektronen an der Anode abgesaugt und die Ionen beginnen zur Kathode zu Driften. Die Bewegung der Ionen induziert Spiegelladungen auf einer hinter den Drähten liegenden segmentierten Metallplatte (Padplane). Dadurch dass die Segmente (Pads) der Padplane einzeln ausgelesen werden, erhält man Informationen über die Position in der xy-Ebene der gedrifteten Elektronen.

Die z-Positionen eines Spurpunkts kann man durch die Messung der Driftzeit bestimmen. Dies ist möglich, da die Driftgeschwindigkeit Feldunabhängig ist. Zur Driftzeitbestimmung ist es allerdings notwendig Informationen über den Beginn der Drift zu erhalten. Szintillatoren, tonnenförmig um die TPC angeordnet liefern in der Regel das Startsignal. Ein das



**Abb. 7.1:** Prinzipieller Aufbau einer GEM-TPC. Die herkömmliche TPC unterscheidet sich lediglich dadurch, dass statt der GEM das Gating Grid und Anodendrähte vorhanden sind.

Gasvolumen durchquerendes Teilchen erzeugt auf seiner ganzen Bahn Primärelektronen, somit ist es möglich die Trajektorie komplett zu rekonstruieren.

Befindet sich die TPC innerhalb eines Magnetfeldes ist es zudem möglich den Impuls des Teilchens zu bestimmen und durch eine zusätzliche Energieverlustmessung ist auch eine Identifizierung der Teilchenart möglich (siehe Kapitel 3.5).

Ein Nachteil herkömmlicher TPC's ist, dass die Ionen aus der Lawinenbildung zurück in das Gasvolumen zur Kathode driften und dabei die Homogenität des elektrischen Feldes empfindlich stören.

In einem inhomogenen elektrischen Feld ist die Bahn der driftenden Elektronen entsprechend der Feldlinien nicht mehr gerade. Dadurch wird es unmöglich den Startpunkt der Drift zu rekonstruieren, da die Veränderungen am Feld durch die rückdriftenden Sekundärionen nicht bekannt sind.

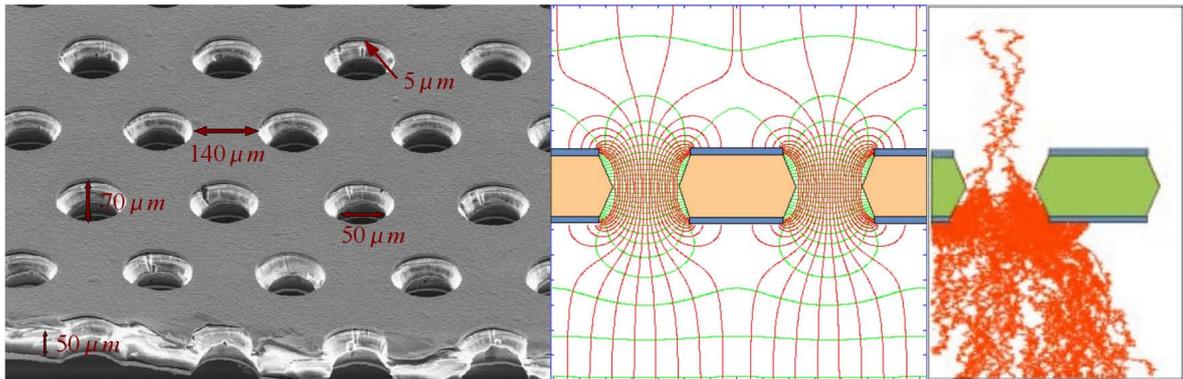
Abhilfe zu diesem Problem schafft bei herkömmlichen TPC's das sogenannte "Gating". Dabei wird eine weitere Drahtebene (Gating Grid) oberhalb der Anodendrähte nach der ersten Lawinenbildung so beschaltet, dass alle Feldlinien an ihr enden und die rückdriftenden Ionen abgesaugt werden, nachfolgende Elektronen werden ebenfalls abgesaugt. Mit dieser Methode gelangen zwar keine Ionen in das Driftfeld, aber während das Gating Grid beschaltet ist, ist die TPC "blind". Das Gating Grid bleibt so lange geschlossen ( $\approx \mu s$ ) bis sicher ist, dass keine Ionen mehr in das Driftfeld gelangen können.

Durch das Gating ist die TPC für eine kurze Zeit nicht einsatzbereit und es können währenddessen keine Daten aufgenommen werden.

## 7.2 Prinzip der GEM Folien

Gem-Folien werden bisher in Driftkammern anstatt der Drahtebenen zur Lawinenverstärkung verwendet. Die Abkürzung GEM steht für Gas Elektron Multiplier. Die Folien bestehen aus einer  $50\ \mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit  $5\ \mu\text{m}$  beschichtet ist. Durch Ätzen werden  $70$  bzw  $50\ \mu\text{m}$  durchmessende Löcher versetzt zueinander mit einem Abstand von  $140\ \mu\text{m}$  in die Folien gemacht (Abbildung 7.2).

Legt man eine Potentialdifferenz zwischen den beiden Kupferlagen der Folie an, entsteht



**Abb. 7.2:** Von links nach rechts: Mikroskopaufnahme einer GEM-Folie mit deren Maßen, Elektrische Feldlinien innerhalb der GEM-Löcher, Simulierte Lawinenbildung.

innerhalb der Löcher ein starkes elektrisches Feld ( $\approx 50\ \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ). Das Feld ist stark genug, die Elektronen so weit zu beschleunigen, dass Lawinenbildung stattfindet (Abbildung 7.2). Das Hintereinanderschalten mehrerer GEM-Folien (GEM-Stack) ermöglicht es die Elektronen so weit zu Verstärken, dass eine Auslese per Padplane erfolgen kann.

Weiterhin hat sich gezeigt, dass GEM-Folien sehr strahlenhart<sup>1</sup> sind [ADK<sup>+</sup>01, Sim01].

## 7.3 Motivation für eine GEM-TPC

Ein großer Vorteil eines GEM-Stacks ist es, dass die erste GEM-Folie so beschaltet werden kann, dass sie für Elektronen "unsichtbar" ist, für Ionen die aus der Verstärkungsregion kommen aber nicht. Die rückdriftenden Ionen werden an dieser Folie fast vollständig abgesaugt, anstatt in das Driftfeld zu gelangen. Ein Gating ist somit nicht mehr notwendig und die TPC kann kontinuierlich Daten liefern.

Dies ist für moderne Experimente wie das geplante PANDA Experiment an der FAIR Beschleunigeranlage (sich im Bau befindliche Erweiterung der GSI Anlage) von großem Nutzen. Wegen der hohen Reaktionsraten von bis zu  $2 \cdot 10^7\ \text{s}^{-1}$  ist eine kontinuierliche Auslese für das PANDA Experiment notwendig.

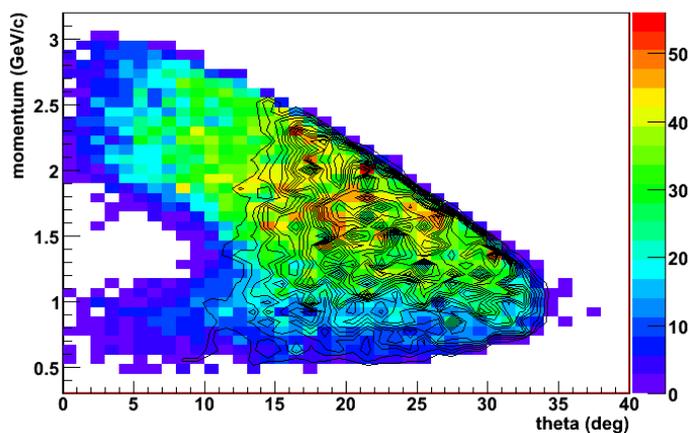
Für PANDA ist ein innerer Trackingdetektor mit folgenden Eigenschaften notwendig:

- Gute Teilchenidentifizierung

<sup>1</sup>Die Funktion wird durch Beschuss mit Teilchen auch über einen längeren Zeitraum nicht nachteilig beeinflusst

- Wenig Material in der Teilchenbahn, um Streuung zu vermeiden
- Funktion bei kontinuierlichem Teilchenfluss

All diese Anforderungen erfüllt die GEM-TPC. Sie ist die ideale Wahl, da sie auch eine Teilchenidentifikation im Energiebereich unterhalb von 1 GeV durch  $\frac{dE}{dx}$  Messungen ermöglicht [Neu05a]. Mit den restlichen Detektoren des PANDA Aufbaus ist dies nicht möglich. Weiterhin wird ein Prototyp der GEM-TPC im FOPI Spektrometer getestet und zur Untersuchung des  $\Lambda(1405)$  verwendet werden. Die GEM-TPC würde die Rekonstruktion der  $\Lambda$  Vertizes und die Akzeptanz in FOPI deutlich verbessern [KF08]. Momentan liegen ca. 10% der  $\Lambda$ s innerhalb der geometrischen Akzeptanz der CDC. Mit der GEM-TPC innerhalb der CDC lägen Simulationen zufolge [KF08] 60% der  $\Lambda$  Hyperonen innerhalb der geometrischen Akzeptanz der GEM-TPC (Abbildung 7.3). Der Prototyp wird eine Drifflänge von 60 cm, einen



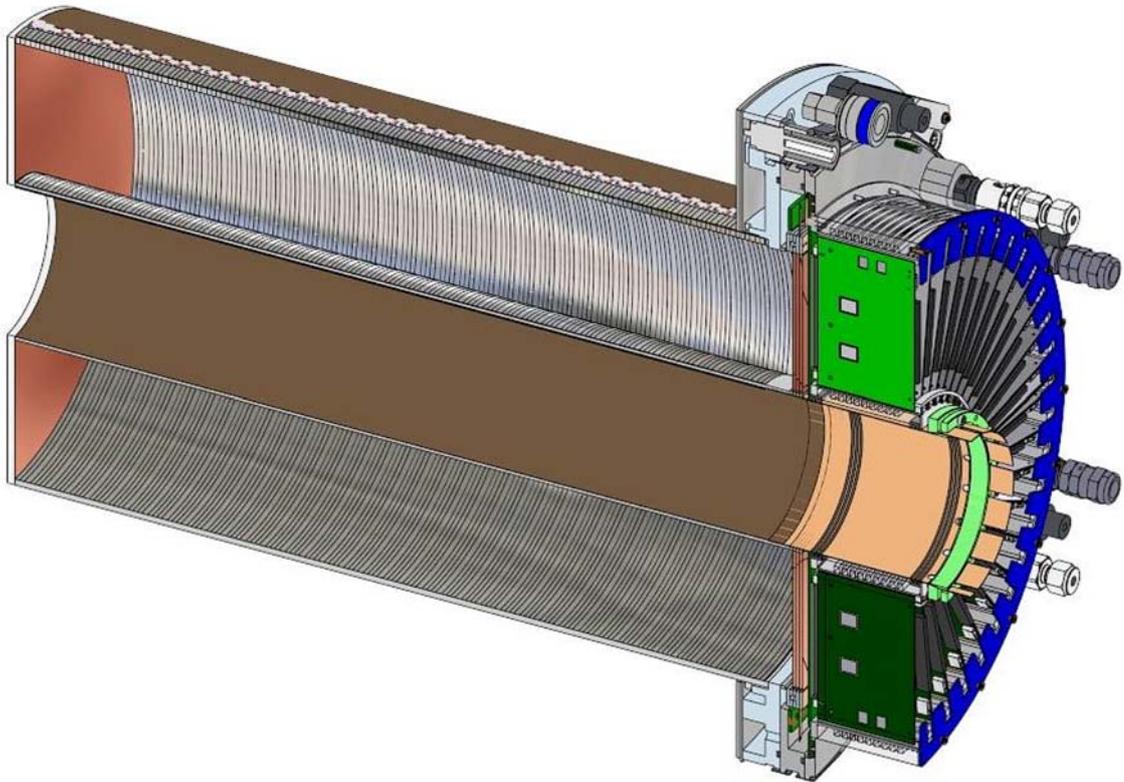
*Abb. 7.3: Phasenraum (farbig) und Akzeptanz der GEM-TPC (schwarze Linien) für  $\Lambda$  Hyperonen, produziert in einer  $p+p$  Reaktion @ 3 GeV.*

Außendurchmesser von 30 cm und einen Innendurchmesser von 10 cm besitzen. Um das Materialbudget so gering wie möglich zu halten, zur Vermeidung von Vielfachstreuung, wird die GEM-TPC aus sehr leichten Materialien hergestellt. Ebenso wird die GEM-TPC in einer modularen Bauweise gehalten sein, damit einzelne Bauteile einfach ausgewechselt werden können, falls Veränderungen vorgenommen werden müssen.

## 7.4 Auslese der GEM-TPC

### 7.4.1 Padplane

Um eine Ortsinformation zu erhalten, muss die Padplane einer TPC segmentiert sein. Die erzeugten Spiegelladungen einer Lawine verteilen sich meist auf mehrere Pads. Damit man die tatsächliche Verteilung einer Ladungswolke nach der Lawinenbildung bestimmen kann, ist es notwendig, aus den Signalen der einzelnen Pads auf die gesamte Ladungsverteilung schließen zu können. Die Verteilung der gesamten induzierten Ladungen nennt man



*Abb. 7.4: Schnitt durch den geplanten Prototypen der GEM-TPC.*

Pad-Response-Function (PRF). Der Rekonstruktionsmechanismus der PRF aus den Einzelsignalen der Pads ist stark von deren Geometrie abhängig und kann bei komplexen Padgeometrien beliebig kompliziert werden.

Um das Rekonstruieren der PRF bei der GEM-Tpc so einfach wie möglich zu gestalten wurde eine hexagonale Padform gewählt. Bei Quaderförmigen Pads ist, wie in Abbildung 7.5 (links) ersichtlich, der Abstand zu allen nächsten Nachbarn nicht gleich. "Diagonale" Nachbarn haben gegenüber "direkten" einen größeren Abstand. Bei hexagonalen Pads ist dies nicht der Fall (Abbildung 7.5).

Diese gleichförmigkeit des Abstands vereinfacht es ungemein die PRF aus den Signalen der einzelnen Pads zu gewinnen, da eine gleichmäßigere Verteilung der Ladung stattfindet. Mit der Pad-Response-Function ist auch der Ladungsschwerpunkt bekannt, welchen man als die Position in der  $xy$ -Ebene des Primärelektrons annimmt.

Die Größe der Pads muss so gewählt werden, dass die Ortsauflösung maximal wird. Um die ideale Padgröße zu bestimmen wurde die Verteilung der Ladungswolken nach der Lawinenbildung auf die Pads mit unterschiedlich großen Pads in GEANT3 und GEANT4 simuliert [KF08]. Es hat sich gezeigt, dass Padgrößen unterhalb von 1,5 mm die Auflösung nicht weiter verbessern, da unterhalb dieses Radius Diffusionseffekte das Auflösungsvermögen dominieren. In Abbildung 7.6 ist die Standardabweichung der Residuumverteilung in cm

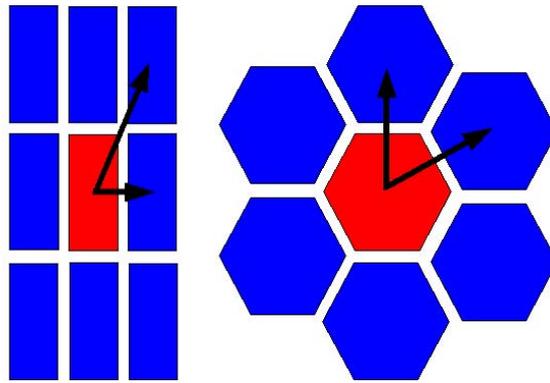


Abb. 7.5: Abstand zu den nächsten Nachbarn bei Quaderförmigen (links) und bei hexagonalen (rechts) Pads.

gegen den Paddradius in cm. Das Residuum ist in diesem Fall der Abstand zwischen berechnetem Schwerpunkt der Ladungswolke und dem tatsächlichen Schwerpunkt (in der Simulation ist der wahre Schwerpunkt bekannt).

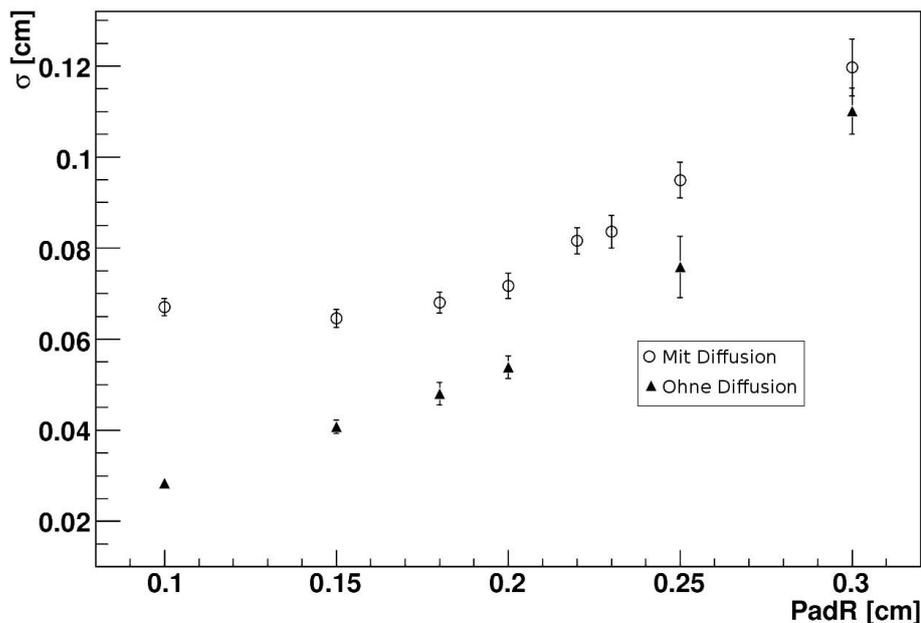


Abb. 7.6: Standardabweichung der Residuumsverteilung gegen den Ladungswolkenschwerpunkt mit Diffusion (Kreise) und ohne (Dreiecke) [Neu05a].

### 7.4.2 Frontend Elektronik

Mit Frontend Elektronik (FE) sind elektronische Bauteile gemeint, welche direkt am Detektor angeschlossen sind und das erste Glied der Auslese darstellen. Detektoren mit einer großen Zahl an auszulesenden Kanälen besitzen meist eine dedizierte Frontend Elektronik die bereits diverse Rechenoperationen mit den Daten durchführt, um den Datenstrom zu

reduzieren. Der Frontend Elektronik folgt die Backend Elektronik (BE). Mit dieser wirkt die Steuerung und Auslese der FE bewerkstelligt.

Für die Frontend Elektronik des GEM-TPC Prototypen stehen zwei Alternativen zur Auswahl, der AFTER Chip [BDca07] und der n-XYTER Chip [Raf08]. Während der ersten Experimente mit dem Prototypen wird der AFTER Chip benutzt, da für diesen Chip die BE bereits zur Verfügung steht, während sie sich für den nXYTER noch in der Entwicklung befindet. Ist die BE des nXYTER im anwendungsreifen Stadium, wird die gesamte Auslese auf diesen Chip umgestellt, da er gegenüber dem AFTER einige Vorteile besitzt (siehe Kapitel 7.4.2).

### **AFTER Frontend Chip**

Der AFTER Chip wurde ursprünglich für das Tokai-to-Kamioka (T2K) [IKK<sup>+</sup>01] Experiment zur Auslese von TPC's entwickelt und stellt im wesentlichen eine Weiterentwicklung des APV25 Chips (siehe Kapitel V) dar. Der Chip besitzt 72 Eingangskanäle mit einem ladungssensitiven Vorverstärker und einem Sampler. Der Sampler arbeitet mit Frequenzen von 10 bis 50 MHz. Die gesampelten Signale werden in einem 511 Zellen großen Ringspeicher bis zur Auslese zwischengespeichert. Bei einem Triggersignal werden genau wie beim APV25 Chip die entsprechenden Zellen zur Auslese reserviert. Bei der Auslese werden alle Kanäle mit 20 MHz zu einem einzelnen seriellen, differenziellen Signal zusammengefasst (Multiplexing) und zur weiteren Verarbeitung bereitgestellt. Während dieser Zeit ist der Eingang des Chips blockiert, was eine gewisse Totzeit zur Folge hat. Beachtet man die Ausleserate der FOPI Datenaufnahme von 1 kHz ist die Totzeit des AFTER Chips vernachlässigbar.

### **n-XYTER Frontend Chip**

Der n-XYTER ist ein zur Neutrino-Detektion entwickelter selbsttriggernder Chip. Dies bedeutet, dass es nicht von Extern ein Signal zur Auslese bekommt, sondern dieses selbst erzeugt, was für das PANDA Experiment ein erheblicher Vorteil gegenüber dem AFTER Chip ist. Er besitzt 128 Eingangskanäle, welche genau wie beim AFTER Chip mit je einem ladungssensitiven Vorverstärker, dem aber zwei parallele Shaper nachgeschaltet sind. Der eine ist ein fast Shaper ( $\approx 18,5 \text{ ns}$ ) zur Generierung der Triggersignale, der andere ein langsamere ( $\approx 140 \text{ ns}$ ) zur Bestimmung der im Detektor deponierten Ladungsmenge. Jedes Signal wird mit einem Zeitstempel versehen und über einen Token Ring Speicher ausgelesen. Die Elektronik zur Steuerung und Auslese des nXYTER Chips findet derzeit an der GSI für die Experimente CBM und PANDA statt [Raf08].

## **7.5 Design der Padplane**

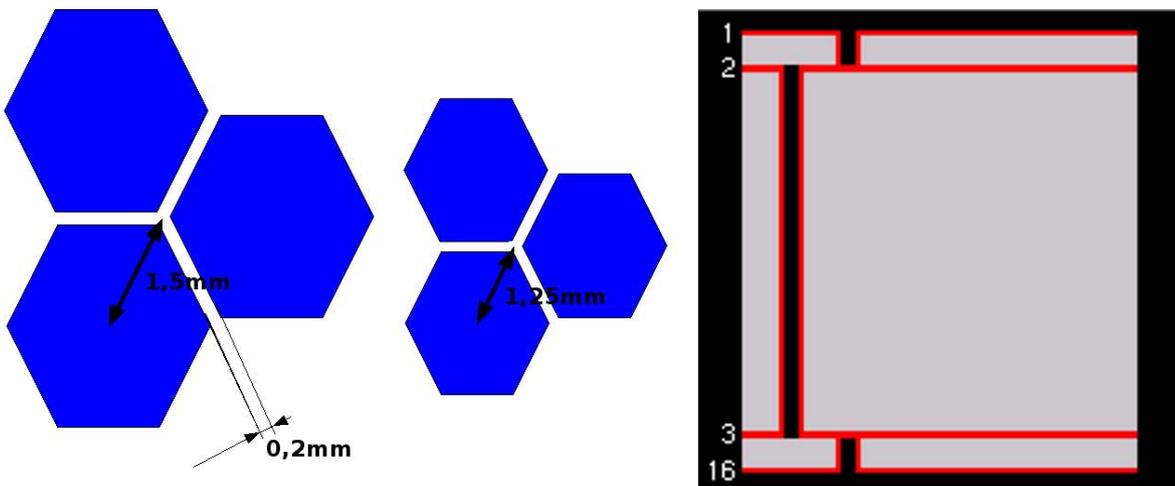
Bei einem so aufwendigen Detektor wie der GEM-TPC ist es um schwerwiegende Fehler im Konzept zu vermeiden notwendig, an kleineren Prototypen Tests durchzuführen. Hierzu wurde zu Studienzwecken eine sehr vereinfachte Form der GEM-TPC gebaut und getestet [Neu05b]. Dieser Prototyp wurde noch mit einer Padplane mit rechteckigen Pads betrieben. Um die Ergebnisse der Simulationen bezüglich der Padgröße zu verifizieren und um die

Eigenschaften hexagonaler Pads zu untersuchen, wurde entschieden diesen Prototypen mit einer neuen Padplane auszustatten.

### 7.5.1 Erster Prototyp

Die neue Padplane wurde in 2 Hälften geteilt, jede Hälfte mit einer anderen Padgröße, aber gleicher Geometrie. Die zu untersuchenden Radien der Pads wurden zu 1,5 mm und 1,25 mm festgelegt. Die Radien sind wie in Abbildung 7.7 gezeigt als der Abstand von der Padmitte zum Mittelpunkt von 3 Pads definiert. In beiden Fällen ist der Abstand zwischen den Pads 0,2 mm. Die Platine der Padplane erfüllt nicht nur die Aufgabe der Auslese, sondern auch die Verteilung der Hochspannungen für die GEM-Folien, sowie das Abschließen des Gasvolumens. Daher ist es notwendig die Platine so zu konstruieren, dass sie undurchlässig für Gas ist.

Die Verbindungen zwischen den Platinenlagen wird über Vias, an den Rändern mit Kupfer beschichtete Löcher, realisiert. Diese Löcher können nicht einfach verschlossen werden, da das Verschlussmittel ausgasen und das Driftgas verunreinigen<sup>2</sup> könnte. Aus diesem Grund wurde ein vier Lagen Aufbau der Platine gewählt, welcher es durch seinen Speziellen Aufbau (Abbildung 7.7) gewährleistet, dass die Platine gasdicht ist. Die erste Lage (1) ist den Pads vorbehalten. Die beiden inneren Lagen (2,3) beinhalten nur Leiterbahnen, während auf der Letzten (16) Leiterbahnen und die Stecker zum anschließen der Ausleseelektronik sind. Das Layout dieser Padplane wurde mit dem Platinenlayout Programm "Eagle" von Cad-



**Abb. 7.7:** Die Dimensionen der hexagonalen Pads (links). Der Lagenaufbau der Padplane-Platine (rechts). In rot sind die Lagen eingezeichnet, das Platinenmaterial ist grau.

soft [Cad]. Diese Software stellt umfangreiche Werkzeuge bereit, unter anderem auch die Möglichkeit Skripte zur Automatisierung von Arbeitsschritten zu verwenden.

Um Symmetrien auszunutzen wurde ein C++ Programm geschrieben, welches ein in Eagle verarbeitbares Skript ausgibt. In einem solchen Skript stehen lediglich Anweisungen welche Eagle die Anfangs- und Endpunkte von Leiterbahnen oder die Mittelpunkte und Radien

<sup>2</sup>Kleinste Verunreinigungen im Driftgas haben starke Auswirkungen auf die Driftgeschwindigkeit

von Vias mitteilen. In einem Skript ist es nur sehr bedingt möglich Berechnungen durchzuführen. Dazu wurde der C++ Code geschrieben. Die Grundsätzlichen Aufgaben dieses Codes bestehen darin:

- Generierung der Hexagonalen Pads.
- Kopieren und Spiegeln bzw. Verschieben der Leiterbahnen.
- Platzierung der Vias.
- Überprüfen, ob alle Pads angeschlossen sind.
- Generierung einer mapping Datei, die Informationen über den Physikalischen Ort und den Auslesekanal eines Pads beinhaltet.

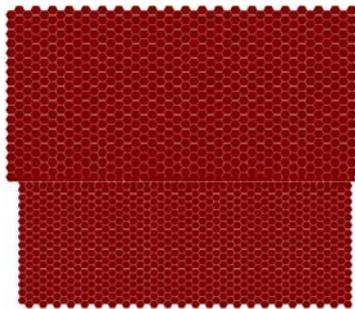


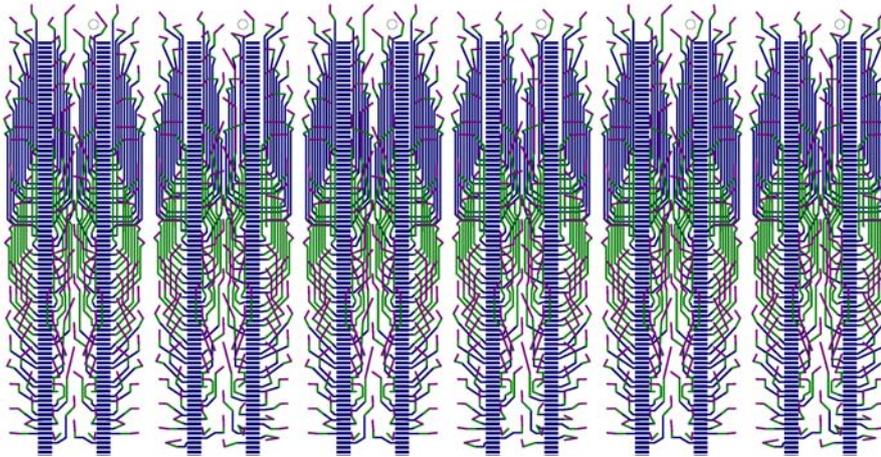
Abb. 7.8: Die Pads der Padplane.

Die Unterteilung der Padplane für die zwei unterschiedlichen Padgrößen wurde für einen Test am ELSA Beschleuniger in Bonn optimiert. Am ELSA Beschleuniger ist es möglich den GEM-TPC Testaufbau in einen Elektronenstrahl zu stellen. Dieser Strahl ist nicht der eigentliche Beschleunigerstrahl, sondern tritt seitlich aus einem Impuls separierenden Magneten aus. Der eigentliche Strahl beinhaltet nach dem Magneten nur Elektronen mit einem bestimmten Impuls, alle Elektronen mit abweichendem Impuls werden durch den Magneten

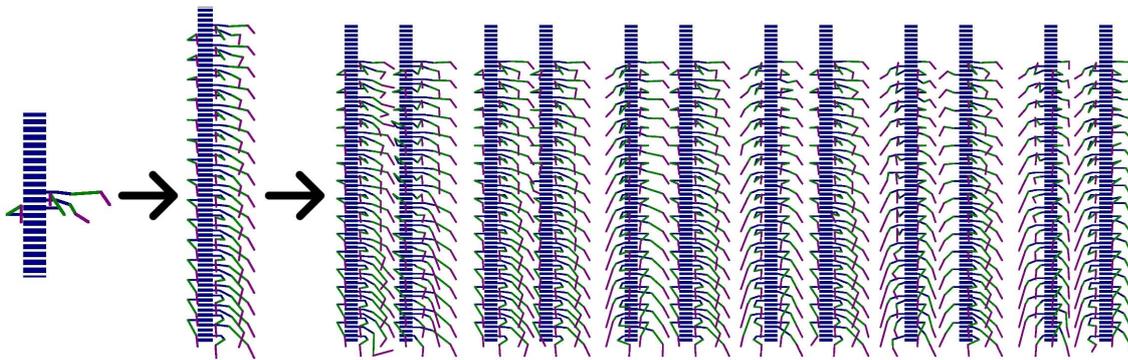
aus dem Strahlengang abgelenkt. Der Strahl aus Abgelenkten Elektronen besitzt eine horizontale Bandstruktur mit einer statistischen Verteilung der Elektronenimpulse um  $\approx 400$  MeV und eine Elektronenrate von ca. 50 Hz.

Aufgrund dieser Bandstruktur wurde eine ebenfalls horizontale Unterteilung der Padplane gewählt. In Abbildung 7.8 ist die Anordnung der Pads zu sehen.

Die Stecker wurden nach der Generierung der Pads so Platziert, dass Vorhandene Symmetrien maximal ausgenutzt werden. In der oberen Hälfte der Padplane mit den 1,5 mm durchmessenden Pads konnten dadurch die Leiterbahnen der zweiten Hälfte eines Steckers sowie die der Restlichen Stecker mit Hilfe des C++ Programms durch spiegeln und verschieben generiert werden. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in Abbildung 7.9 zu sehen. Der Übersichtlichkeit halber sind die Pads hier ausgeblendet. Das Routing der unteren Hälfte wurde auf ähnliche weise bewerkstelligt. Hier war es zusätzlich möglich mit nur vier verschiedenen Anordnungen der Leiterbahnen alle Pads zu den Pins des Steckers zu verbinden. Mit dem C++ Programm konnten die ersten vier Leiterbahnen vervielfältigt und verschoben werden. In Abbildung 7.10 sind die einzelnen Schritte bei der Generierung der Tracks gezeigt. Zur Homogenisierung des elektrischen Feldes am Rand der aktiven Fläche wurde ein Gitter aus Leiterbahnen, welches auf Groundpotential liegt um die Pads verlegt (Abbildung 7.11, e). Aus dem gleichen Grund wurden die Pads an der Grenzfläche der unterschiedlichen Größen derart verformt, dass keine Flächen ohne Pad entstehen (f). Die Hochspannungsvorsorgung der GEM-Folien erfolgt ebenfalls über die Padplane, dazu wurden Löt pads (a) auf



**Abb. 7.9:** Das Routing der oberen Hälfte der Padplane. Die Farben der Leiterbahnen stellen die unterschiedlichen Platinenlagen dar.

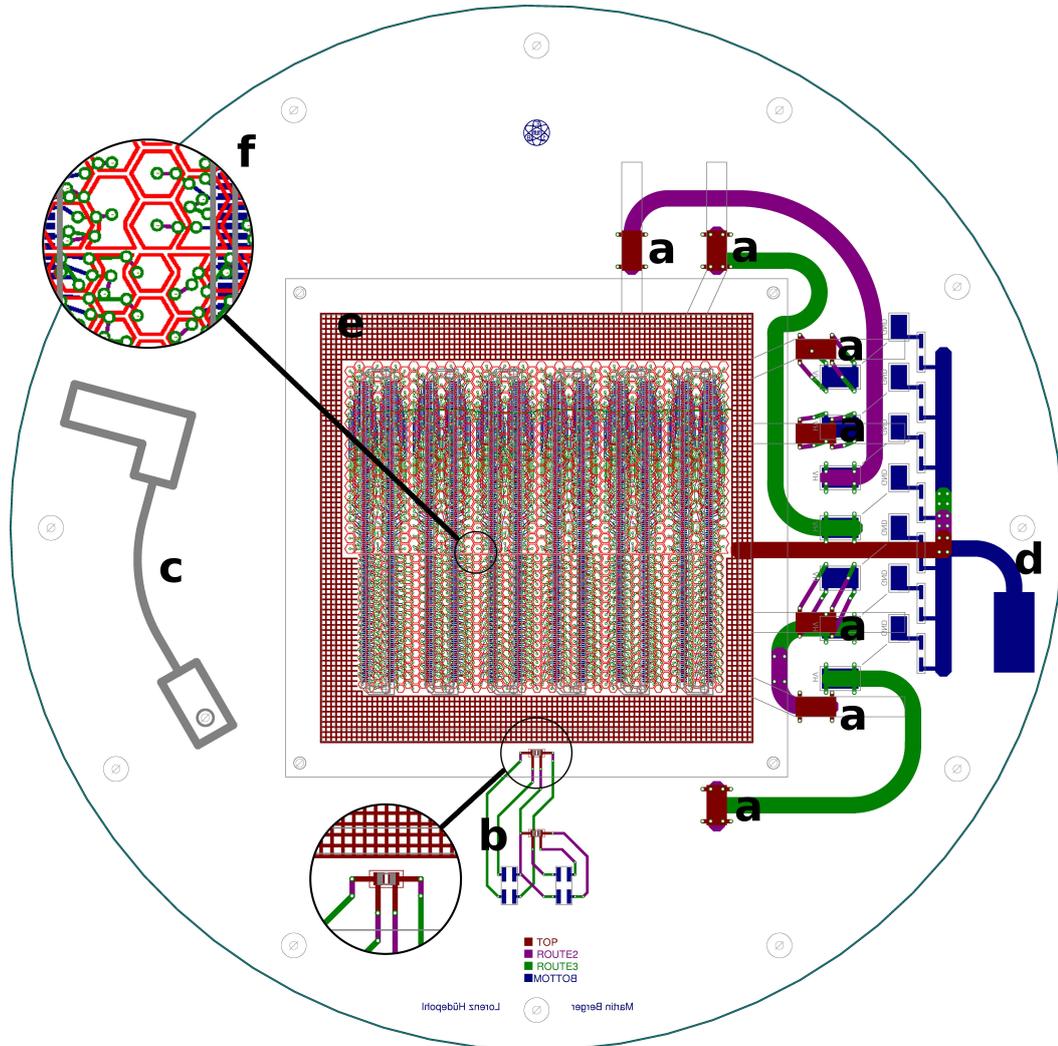


**Abb. 7.10:** Die Arbeitsschritte bei der Generierung der Leiterbahnen der unteren Padplanehälfte. Von links nach rechts: die vier "Basistracks", die auf eine Steckerröhre verteilten Leiterbahnen, die Leiterbahnen auf der kompletten unteren Hälfte.

der Platine angebracht.

Die Temperatur innerhalb des Driftvolumens muss möglichst konstant sein, damit auch die Driftgeschwindigkeit konstant ist. Die Temperatur wird über temperaturabhängige Widerstände, deren Widerstand durch eine Vierpunktmessung bestimmt wird, gemessen (b). Weiterhin wird das Driftgas durch die Padplane in die TPC eingeleitet. Dafür ist in der Platine ein Loch vorhanden (c), die dazugehörige Mechanik ist in grau angedeutet.

Für diese Padplane ist nur eine Auslese mit den AFTER Chip vorgesehen. Jede Frontend Karte ist mit vier AFTER Chips bestückt, wodurch sich eine Gesamtzahl von 256 Eingangskanälen pro Karte ergibt. Von den verwendeten Steckern mit 300 Pins sind daher nur 256 Pins mit Pads verbunden. Einige der übrigen Pins wurden für das Grounding der Frontend Karten verwendet. Bei dem Test am ELSA Beschleuniger konnten erste Daten mit dem Prototypen aufgenommen werden. In Abbildung 7.12 ist links der zeitliche Verlauf der Signale aus den Pads abgebildet. Rechts daneben sind die entsprechenden Pads gezeigt. Die



**Abb. 7.11:** Das fertige Layout der Padplane für den ersten Prototypen. a: Die Löt pads für die GEM-Folien Hochspannungsversorgung. b: Die Temperatursensoren. c: Einlassloch für das Driftgas. e: Gitter aus Leiterbahnen zur Homogenisierung des Driftfeldes. f: Verformte Pads zur Feldhomogenisierung.

gemessene Ladungsmenge der Pads ist dabei Farbllich codiert. Man kann an dem Zeitlichen Verlauf der Signale und der Reihenfolge der angesprochenen der Pads eine Teilchenspür erkennen.

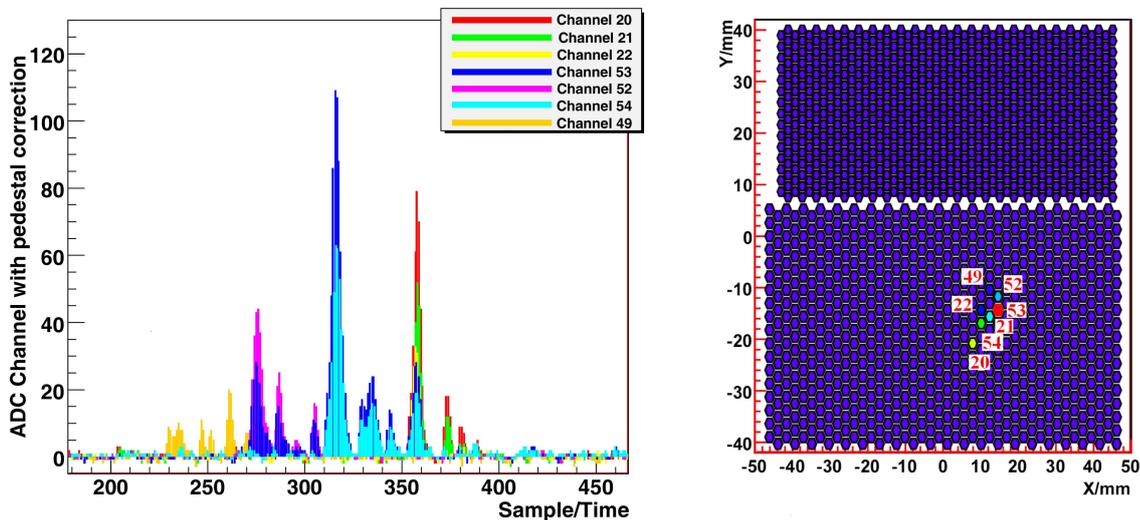


Abb. 7.12: Padsignale aus dem ersten Test am ELSA Beschleuniger. Links ist der zeitliche Verlauf der Signale angetragen, rechts die dazugehörigen Pads.

### 7.5.2 Zweiter Prototyp

Die Padplane für den zweiten Prototypen (Abbildung 7.4) ist aufgrund der weit größeren Zahl an Pads (10296) weitaus komplizierter. Diese Padplane besitzt nur hexagonale Pads mit einem Radius von 1,5 mm und einem Abstand von 0,2 mm. Die mit Pads bedeckte aktive Fläche besitzt eine runde Geometrie mit einem Außenradius von 154 mm und einem Innenradius von 52,5 mm. Der Radius der Platine selbst beträgt 197,5 mm. Der Lagenaufbau ist der selbe wie bei der ersten Platine.

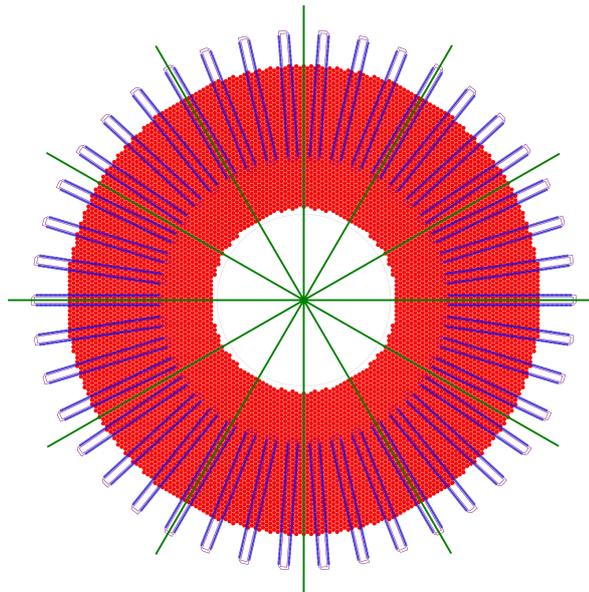
Für diese Padplane wurde zur Erstellung des Layouts der Altium Designer [Alt] verwendet. Der Altium Designer bietet dem Benutzer gegenüber Eagle einige Vorteile, wie zum Beispiel ein interaktives Routing, eine Verwaltung von Netzwerken aus Leiterbahnen und graphische Hilfsanwendungen. Genau wie in Eagle ist es mit dem Altium Designer möglich Skripte zu verwenden. Es stehen mehrere Scriptsprachen zur Auswahl, wie z.B. "Delphi Script", "J Script" und "Visual Basic Script". Mehrere Scripte wurden mit in "Delphi Script" geschrieben:

- zur Generierung der Pads
- zum Platzieren der Stecker
- zum Kopieren und Spiegeln der Leiterbahnen und Vias an beliebigen Spiegelgeraden
- zum Überprüfen ob alle Pads verbunden sind

- zur Messung der Leiterbahnenlängen

Die Vorgehensweise bei dieser Padplane war die gleiche wie der der Vorhergehenden. Zuerst wurde eine Hälfte eines Steckers per Hand zu den entsprechenden Pads geroutet. Die Zweite Hälfte ist lediglich eine Kopie der Ersten. Kleine Veränderungen an den Positionen der Leiterbahnen mussten vorgenommen werden, da die Symmetrieachse einige Pads so teilte, dass sie nach dem Spiegeln doppelt verbunden waren, während andere unverbunden blieben.

Durch die runde Geometrie dieser Padplane war es nicht möglich die Leiterbahnen der restlichen Stecker nur durch Spiegeln und Kopieren zu erzeugen. Die Leiterbahnen des ersten Steckers konnten zwar mit Hilfe eines Scripts so auf die Positionen der anderen Stecker kopiert werden, dass die Verbindungen zum Stecker, nicht aber zu den Pads vorhanden waren. Die Leiterbahnen mussten nach dem Kopiervorgang so verschoben werden, dass alle Pads eine Verbindung zu einem Pin des entsprechenden Steckers haben. Diese Vorgehensweise ermöglichte es ein Set von 4 verschiedenen Konfigurationen der Leiterbahnen zu erzeugen mit denen es nun möglich war allein durch Spiegelungen die restlichen Pads zu verbinden. Die verwendeten Symmetrien der Padplane sind in Abbildung 7.13 in grün angedeutet. Nach dem Spiegeln und Überprüfen aller Verbindungen war es noch notwendig



*Abb. 7.13: Die Verwendeten Symmetrieachsen (grün) der zweiten Padplane.*

die Padplane mit einigen wichtigen Details zu vervollständigen. Für die Homogenität des elektrischen Feldes ist es notwendig, dass die Feldlinien überall auf der aktiven Fläche enden können und keine Löcher vorhanden sind. So wurde genau wie der der vorhergehenden Padplane ein "Rahmen" um die Pads gelegt, welcher sich auf dem gleichen Potential wie die Pads befindet. Da an den Pads keine Spannung anliegt wurde der "Rahmen" mit dem Ground verbunden. Das Groundpotential kommt über des sogenannten "Cooling Pot", eine Vorrichtung zur Kühlung der Frontend Karten, auf die Padplane. Um guten elektrischen Kontakt mit dem Cooling Pot zu gewährleisten ist ein breiter Kupferferring vorhanden, an

dem alles angeschlossen wird, was auf Grounpotential liegen soll.

Diese Padplane wird zuerst mit dem AFTER Chip ausgelesen. Die Padplane muss also mit den Frontend Karten beider Chips Kompatibel sein. Die Frontend Karten des AFTER Chips werden über die Datenleitung mit Strom versorgt, während die nXYTER Karten ihre Stromversorgung über die Padplane erhalten. Dies geschieht mittels der zwei weiterer Ringe weiter außen. Zu Beachten ist, dass weder diese Ringe noch der Rahmen um die Pads geschlossen sein darf, da sich die TPC und somit auch die Platine, in einem magnetischen Feld befinden wird und dadurch Ringströme in geschlossenen Ringen induziert werden können. Zur Temperaturüberwachung sind 14 Löt pads für temperaturabhängige Widerstände vorhanden. Diese werden genau wie bei der letzten Padplane über eine Vierpunktmessung ausgelesen.

Um Crosstalk<sup>3</sup> zu vermeiden wurde bei beiden Platinen darauf geachtet, dass die Signalleitungen über möglichst kurze Strecken nebeneinander verlaufen, dass Leitungen in unterschiedlichen Ebenen sich nicht Kreuzen und dass sich keine Leiterbahnen unter den Löt pads der Stecker befinden.

In Abbildung 7.14 ist das fertige Layout der neuen Padplane zu sehen. Dabei sind:

- a Die Ringe zur Stromversorgung
- b Der Ring für das Grounding
- c Die Löt pads für die Temperatursensoren
- d Der äußere Rahmen zur Feldhomogenisierung
- e Der innere Rahmen zur Feldhomogenisierung
- f Anschluss der Stromversorgung für die nXYTER Frontendkarten
- g Groundanschlüsse für die Frontendkarten

---

<sup>3</sup>Bei nahe nebeneinander laufenden Signalleitungen kann es passieren, dass ein Signal in einer der beiden Leitungen ein Signal in der anderen induziert. Diesen Effekt nennt man Crosstalk oder Übersprechen

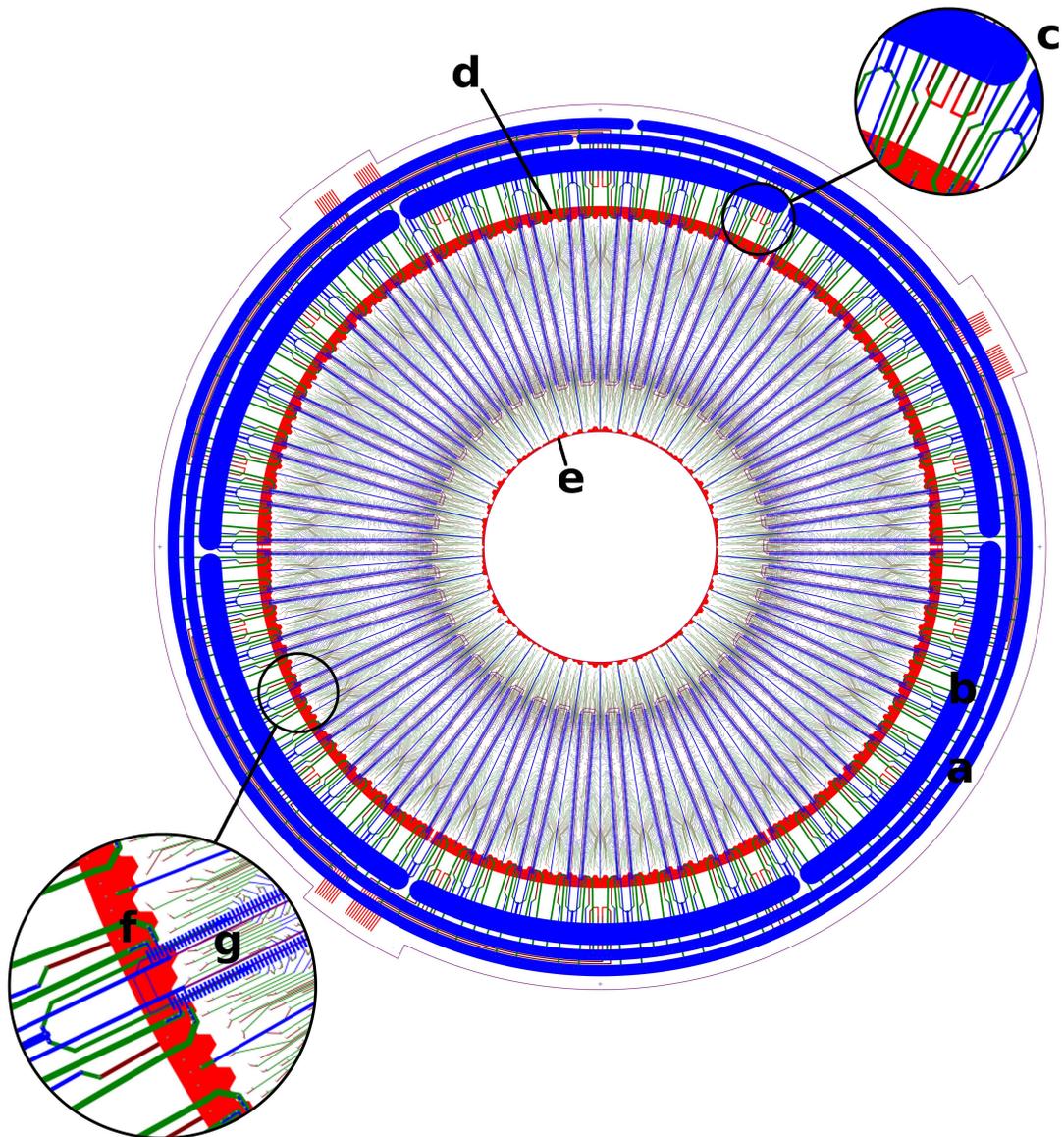


Abb. 7.14: Das fertige Layout der zweiten Padplane.



# VIII Zusammenfassung und Ausblick

## 8.1 Zusammenfassung

### 8.1.1 $\Lambda$ -Trigger

Die vorläufigen Ergebnisse die schon mit den ersten Testexperimenten gewonnen worden sind [M09] konnten mit weiteren Untersuchungen ergänzt werden.

- Es war möglich die Hardware zu vervollständigen und zu testen (siehe Kapitel 5.1). Die Herausforderungen eines Hybriden Auslesesystems wurden gemeistert, so konnte beispielsweise das elektronische Rauschen durch Grounding und Shielding so weit reduziert werden, dass es möglich war auf die Signale von MIPs zu triggern. Weiterhin wurde das Timing von Si $\Lambda$ ViO an FOPI angepasst.
- Die notwendigen Korrekturen für die APV Daten wurden entwickelt und es hat sich gezeigt dass durch diese Korrekturen die Signale nicht verändert werden. Das elektronische Rauschen konnte von 12 ADC-Kanälen auf 10 reduziert werden.
- Der online multiplizitäts Vergleich zur Triggeregenerierung ist bis auf 8% exakt. Der erreichte Unterdrückungsfaktor des LVL1 Triggers beträgt 13. Der gesamte Unterdrückungsfaktor wurde nicht bestimmt, da der Experimentaufbau unvollständig war und somit keine verlässliche Aussage über die Anzahl der Ereignisse mit der PB Triggerbedingung getroffen werden konnte.
- Der Einfluss der Trigger Selektion auf die Winkelverteilungen der Reaktionsteilchen liegt im Promillebereich und ist dadurch vernachlässigbar klein ist, ebenso sind die Veränderungen durch Vielfachstreuung kleiner als das räumliche Auflösungsvermögen der CDC.
- Korrelationen zwischen Si $\Lambda$ ViO und den FOPI Spurdetektoren sind vorhanden und können bereits teilweise rekonstruiert werden.

### 8.1.2 GEM-TPC

Für den ersten Prototypen der GEM-TPC wurde eine neue Padplane gebaut und getestet. In einem Testexperiment am ELSA Beschleuniger konnten erste Teilchenbahnen aufgenommen werden. Das Design der Padplane für den zweiten Prototypen wurde unter Einhaltung von Kompatibilitäts-Bedingungen fertiggestellt.

## 8.2 Ausblick

### 8.2.1 $\Lambda$ -Trigger

In der weiteren Analyse der Daten wird die Erhöhung der Anzahl der gemessenen  $\Lambda$ -Zerfälle durch den  $\Lambda$ -Trigger untersucht werden. Hierfür ist es notwendig  $\Lambda$ s die in Vorwärtsrichtung emittiert wurden zu rekonstruieren.

Während der bisherigen Testexperimente wurde eine sehr offene Bedingung für die Multiplizitäten in den Si $\Delta$ ViO Ebenen gewählt (1-2 in Si $\Delta$ ViO -A und 2-4 in Si $\Delta$ ViO B). Anhand von Simulationen sollen diese Bedingungen optimiert werden.

Im April 2009 fand eine weitere Teststrahlzeit statt und die in dieser Strahlzeit gewonnenen Daten werden bereits ausgewertet. Das flüssig Wasserstoff Target das bei diesem Test nicht eingesetzt werden konnte, wird momentan weiterentwickelt, damit es in der kommenden Produktionsstrahlzeit zur Verfügung steht. Die Prozeduren zum Finden von Korrelationen zwischen Si $\Delta$ ViO und den FOPI Detektoren befinden sich in einer intensiven Entwicklung. Si $\Delta$ ViO hat sich als Einsatzbereit erwiesen und der kommenden Produktionsstrahlzeit im November 2009 steht nichts mehr im Wege. Die 60 Schichten die für diese Strahlzeit genehmigt wurden sollten es erlauben, die in [FC07] berechnete Statistik zu erreichen.

### 8.2.2 GEM-TPC

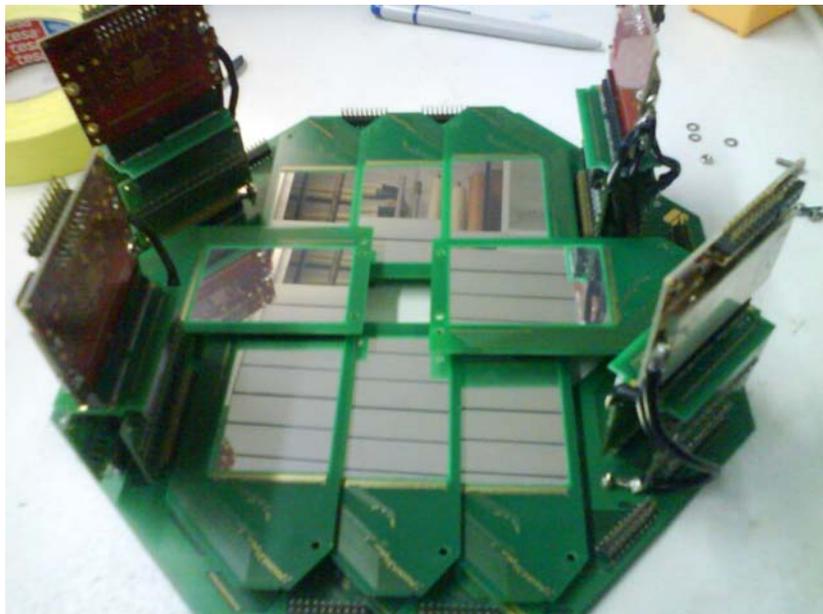
Um die zweite Padplane auch ohne den kompletten TPC Aufbau auf ihre Funktion zu überprüfen befindet sich momentan ein einfacher Detekoraufbau in der Entwicklung. Weiterhin sind Tests unter anderem am FOPI Spektrometer mit dem zweiten Prototypen geplant. Die ersten Bauteile für diesen Prototypen sind bereits fertiggestellt und weitere sind in Bearbeitung.

## A Bilder von Si $\Delta$ ViO

Si $\Delta$ ViO A Platine mit Si $\Delta$ ViO -A Detektor.



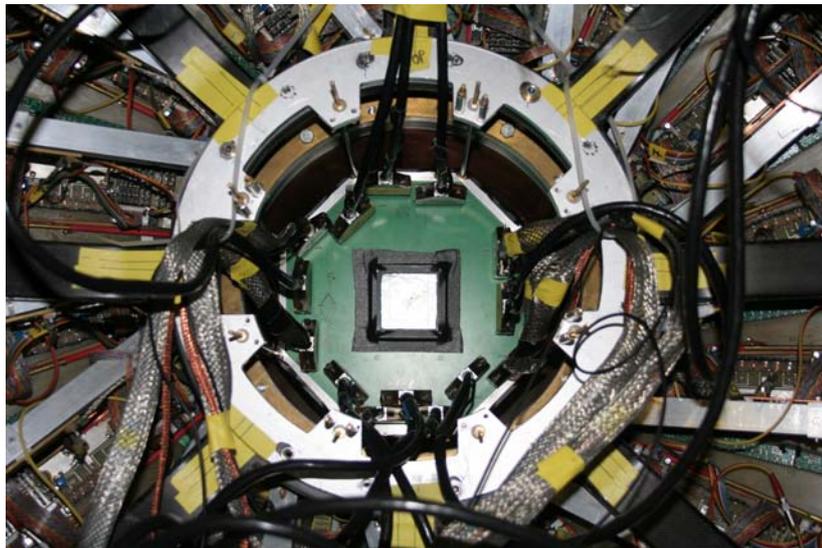
Si $\Delta$ ViO B Platine mit acht Si $\Delta$ ViO B Detektor und vier Boards mit APV-Auslesechips.



SiAViO A und SiAViO -B zusammengesetzt.



SiAViO in Sollposition innerhalb der CDC des FOPI-Spektrometers.



# Literaturverzeichnis

- [AAA<sup>+</sup>02] ADINOLFI, M. ; AMBROSINO, F. ; ANTONELLI, A. ; ANTONELLI, M. ; ANULLI, F. ; BARBIELLINI, G. ; BENCIVENNI, G. ; BERTOLUCCI, S. ; BINI, C. ; BLOISE, C. ; BOCCI, V. ; BOSSI, F. ; BRANCHINI, P. ; CABIBBO, G. ; CALOI, R. ; CAMPANA, P. ; CASARSA, M. ; CATALDI, G. ; CERADINI, F. ; CERVELLI, et: The KLOE electromagnetic calorimeter. In: *NIM A* 494 (2002), S. 326
- [AAAa08] ADAMOV, D. ; AGAKICHIEV, G. ; ANTOCZYK, D. ; AL, et.: The CERES/NA45 Radial Drift Time Projection Chamber. In: *arXiv:nucl-ex* 0802.1443v2 (2008)
- [ADD<sup>+</sup>06] ABBON, P. ; DELAGNES, E. ; DESCHAMPS, H. ; KUNNE, F. ; GERASIMOV, S. ; KETZER, B. ; KONOROV, I. ; KRAVTCHUK, N. ; MAGNON, A. ; NEYRET, D. ; PANEBIANCO, S. ; PAUL, S. ; REBOURGEARD, P. ; TESSAROTO, F.: Fast read-out of the COMPASS RICH CSI-MWPC photon chamber. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 567 (2006), S. 104–106
- [ADK<sup>+</sup>01] ALTUNBAS, M. C. ; DEHMELT, K. ; KAPPLER, S. ; KETZER, B. ; ROPELEWSKI, L. ; SAULI, F. ; SIMON, F.: Aging measurements with the gas electron multiplier. In: *Proceedings of the International Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors* (2001), S. 249–254
- [Alt] ALTIUM. *Homepage*:. <http://www.altium.com>
- [Bö6] BÖHMER, M.: *Messung der Spallationsreaktion  $^{56}\text{Fe} + p$  in inverser Kinematik*, TU München, Dissertation, 2006
- [BDCa07] BARON, P. ; DELAGNES, E. ; CALVET, D. ; AL, et: AFTER, an ASIC for the Readout of the Large T2K Time Projection Chambers. (2007)
- [Ben07] BENABDERRAHMANE, M.L.: *Measurement of the  $K^0$  Inclusive Cross Section in Pion-Induced Reactions at  $1.15 \frac{\text{GeV}}{c}$* , Universität Heidelberg, Dissertation, 2007
- [BFL<sup>+</sup>07] BENDISCIOLI, G. ; FONTANA, A. ; LAVEZZI, L. ; PANZARASA, A. ; ROTONDI, A. ; BRESSANI, T.: Search for signals of bound anti-K nuclear states in antiproton  $\text{He}^4$  annihilations at rest. In: *Nucl.Phys.A* 789 (2007), S. 222–242
- [BM08a] BERGER, M. ; MÜNZER, R. *SiAViO. Ein Trigger-System für  $\Lambda$ -Identifikation*. Poster DPG-Tagung Darmstadt. 2008
- [BM08b] BÖHMER, M. ; MAIER, L. *HADES Upgrade und der APV*. Vortrag im Institutsseminar Lehrstuhl E12. 2008
- [BMS96] BRAUN-MUNZINGER, P. ; STACHEL, J.: Probing the phase boundary between hadronic matter and the quark-gluon plasma in relativistic heavy ion collisions. In: *Nuclear Physics A* 606 (1996), S. 320–328

- [BR96] BROWN, G.E. ; RHO, M.: Chiral restoration in hot and/or dense matter. In: *Phys. Rept.* 269 (1996), S. 333–380
- [Cad] CADSOFT. *Software zum Erstellen von Platinenlayouts*. <http://www.cadsoft.de/>
- [CAE] CAEN. *Homepage*:. <http://www.caen.it>
- [CAN] CANBERRA. *Homepage*:. <http://www.canberra.com>
- [Col06] COLLABORATION, Finuda: A study of the proton spectra following the capture of  $K^-$  in  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^{12}\text{C}$  with FINUDA. In: *arXiv:nucl-ex* 0606021v1 (2006), Nr. 212303
- [Cur07] CURCAENU, C.: The Amadeus project at DAΦNE. In: *arXiv:nucl-ex* 0704.1424 (2007)
- [Da07] DAMJANOVIC, S. ; AL, et.: NA60 results on the  $\rho$  spectral function in In-In collisions. In: *arXiv:nucl-ex* 0701015v2 (2007)
- [DAH04a] DOTE, A. ; AKAISHIA, Y. ; HORIUCHI, H. ; YAMZAKI, T.: High density anti-K nuclear systems with isovector deformation. In: *Phys. Lett. B* 590 (2004), S. 51–60
- [DAH04b] DOTE, A. ; AKAISHIA, Y. ; HORIUCHI, H. ; YAMZAKI, T.: Kaonic nuclei studied based on a new framework of antisymmetric molecular dynamics. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), Nr. 044313
- [DG08] PARTICLE DATA GROUP. *Particle Data Booklet*. <http://pdg.lbl.gov/>. July 2008
- [F07] FÖRSTER, et.: Produktion of  $K^+$  and of  $K^-$  Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 AGeV Incident Energy. In: *Phys. Phys. C* 75 (2007)
- [FC07] FOPI-COLLABORATION. *Search for kaonic nuclear cluster  $K^-pp$  in the  $p + p \rightarrow K^+ + K^-pp \rightarrow K^+ + p\Lambda$  reaction with FOPI*. Experimental Proposal to GSI. 2007
- [FS08] FABBETTI, L. ; SCHMAH, et.  *$\phi$  Decay: a dominant source for  $K^-$  production at SIS energy?* 2008
- [FWS00] FONTE, P. ; WILLIAMS, C. ; SMIRNITSKY, A.: A New high resolution time-of-flight technology. In: *NIM A* 443 (2000), S. 201–204
- [GAE+06] GUTBROD, H. ; AUGUSTIN, I. ; EICKHOFF, H. ; GROSS, K. ; HENNING, W. ; KRÄMER, D. ; WALTER, G. *FAIR Baseline Technical Report*. GSI. 2006
- [Gei02] GEISSEL, et: Deeply bound 1s and 2p pionic states in  ${}^{205}\text{Pb}$  and determination of the S wave part of the pion nucleus interaction. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), Nr. 122301
- [Gil00] GILG, et: In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), Nr. 025201

- [Gmb] GMBH, Filzfabrik Gustav N. *Homepage*:. <http://www.neufilz.de>
- [Gob93] GOBBI, et.: A highly semnted  $\Delta E$ -time-of-flight wall as a forward detector of the  $4\pi$ -system for charged particles at the SIS/ESR accelerator. In: *NIM A* 324 (1993), Nr. 156
- [Har03] HARTMANN, O.: *Experimentelle Untersuchung der asymmetrischen Schwerionen Ca+Au und Au+Ca bei 1,5 GeV/u Projektilenergie*, TU Darmstadt, Dissertation, 2003
- [Her05] HERMANN, N. in: A.Hirtl et a. *Proceedings of EXE05*. Austrian Academy of Science Press, Vienna, pp.73-81. 2005
- [Her07] HERMANN, N. *Introduction Talk*. FOPI collaboration Meeting. 2007
- [Hil92] HILDENBRAND, K.D.: One year of operating 'FOPI': Results and status of the 4 pi detector facility at SIS / ESR. In: *GSI Nachr.* 91-02 (1992), Mar, S. 6–16
- [HK94] HATSUDA, T. ; KAUNIHIO, T.: QCD phenomenology based on a chiral effective Lagrangian. In: *Phys. Rept.* 247 (1994), S. 221–367
- [IIM<sup>+</sup>01] IWASAKI, M. ; ITAHASHI, K. ; MIYAJIMA, A. ; OUTA, H. ; AKAISHI, Y. ; YAMAZAKI, T.:  $He^4$ (stopped $K^-$ ,n) spectroscopy for deeply bound kaonic nuclear states. In: *NIM A* 473 (2001), S. 286–301
- [IKK<sup>+</sup>01] ITOW, Y. ; KAJITA, T. ; KANEYUKI, K. ; SHIOZAWA, M. ; TOTSUKA, Y. ; HAYATO, Y. ; ISHIDA, T. ; ISHII, T. ; KOBAYASHI, T. ; MARUYAMA, T. ; NAKAMURA, K. ; OBAYASHI, Y. ; OYAMA, Y. ; SAKUDA, M. ; YOSHIDA, M. ; AOKI, S. ; HARA, T. ; SUZUKI, A. ; ICHIKAWA, A. ; NAKAYA, T. ; NISHIKAWA, K. ; HASEGAWA, T. ; ISHIHARA, K. ; SUZUKI, A.: The JHF-Kamioka neutrino project. In: *arXiv:hep-ex* 0106019v1 (2001)
- [IKMW08] IVANOV, A.N. ; KIENLE, P. ; MARTON, J. ; WIDMANN, E.: Phenomenological model of the Kaonic Nuclear Cluster  $K^-pp$  in the ground state. In: *arXiv:nucl-ex* 0512037v2 (2008)
- [Ita00] ITAHASHI, et: Deeply bound pi- states in  $^{207}Pb$  formed in the  $^{208}Pb(d, He^3)$  reaction Part I: Experimental method and results. In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), Nr. 023202
- [Iwa97] IWASAKI, et: Observation of the kaonic hydrogen K(alpha) x-ray. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3067–3069
- [JFM<sup>+</sup>] JONES, L. ; FRENCH, J. ; MORRISSEY, Q. ; NEVIANI, A. ; RAYMOND, M. ; HALL, G. ; MOREIRA, P. ; CERVELLI, G. *The APV25 Deep Submicron Readout Chip for CMS Detectors*
- [Jon01] JONES, L. *APV25-S1 - User Guide Version 2.2*. 2001

- [KCG<sup>+</sup>08] KIS, M ; CIOBANU, M ; GASIK, P ; HERRMANN, N ; HILDENBRAND, T.I. ; KOCZON1, P. ; LEIFELS, Y. ; MARQUARDT, M. ; PIASECKI, K. ; REISCHL, A. ; RYU, M.-S. ; SCHÜTTAUF, A. ; WEINERT, J. ; ZERNEZKI, N. ; ZHANG, X.Y. ; COLLABORATION, FOPI: Commissioning of the FOPI ToF Barrel. In: *GSI Scientific Report 2007* (2008), S. 226
- [KF08] KETZER, B. ; FABBIETTI, L.: Proposal for a test of the GEM-TPC prototype for PANDA with FOPI. In: *GSI* (2008)
- [Kie08] KIENLE, P.: Towards exclusive antikaonic nuclear cluster search with AMADEUS. In: *Nucl.Phys.A* 804 (2008), S. 286–295
- [Kre97] KRESS, T.: *Ein universelles Monitorsystem zur Überwachung des Betriebszustands der Driftkammern des FOPI-Detektors*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 1997
- [KSW95] KAISER, N. ; SIEGEL, P.B. ; WEISE, W.: Chiral dynamics and the low-energy kaon - nucleon interaction. In: *Phys. Lett. A* 594 (1995), S. 325–345
- [Kut00] KUTSCHE, R.: *Untersuchungen der In-Medium-Eigenschaften von  $K^0$ -Mesonen und -Hyperonen an der Produktionsschwelle*, TU Darmstadt, Dissertation, 2000
- [Lep07] LEPÉLTIER, V.: Review on TPC's. In: *Journal of Physics* 65 (2007), S. 012001
- [Lip08] LIPPMANN, C.: The Time Projection Chamber for the ALICE Experiment. In: *arXiv:nucl-ex* 0809.5133v2 (2008)
- [Lor08] LORENZ, M.: *Geladene kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1,756 AGeV*, Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [Mö9] MÜNZER, R.: *SiA<sub>Vi</sub>O Ein Trigger für  $\Lambda$ -Hyperonen*, Universität München, Diplomarbeit, 2009
- [Mar81] MARTIN, A.D.: Kaon - Nucleon Parameters. In: *Phys. Rev. B* 179 (1981), S. 22
- [ML07] MERSCHENMAYER, M. ; LOPEZ, et.:  $K^0$  and  $\Lambda$  production in Ni+Ni collisions near threshold. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2007)
- [Neu05a] NEUBERT, S.: *A GEM based TPC for PANDA - Simulations and Prototype Design*, Universität München, Diplomarbeit, 2005
- [Neu05b] NEUBERT, S.: *A GEM based TPC for PANDA - Simulations and Prototype Design*, TU München, Dissertation, 2005
- [NL61] NAMBU, Y. ; LASINIO, G.J.: Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1. In: *Phys. Rev.* 122 (1961), S. 345–358
- [Pia08] PIASEKI, K. *Ni+Ni S325 - analysis of RPC data*. FOPI Meeting. 2008
- [Ple99] PLETTNER, Ch.: *Strangenessproduktion bei kleinen transversalen Impulsen und mittleren Rapiditaeten in der Reaktion  $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$  @ 1.69 AGeV*, TU Dresden, Dissertation, 1999

- [Raf08] RAFAL, Lalik. *Overview of n-XYTER Front-End Electronics boards for CBM*. CBM collaboration Meeting. 2008
- [RCF<sup>+</sup>00] RAYMOND, N. ; CERVELLI, G. ; FRENCH, M. ; FULCHER, J. ; HALL, G. ; JONES, L. ; LIM, L-K. ; MASEGUERRA, G. ; MOREIRA, P. ; MORRISSEY, Q. ; NEVIANI, A. ; NOAH, E. *The CMS Tracker APV25 0,25  $\mu\text{m}$  CMOS Readout Chip*. Paper presented at the 6th workshop on electronics for LHC experiments, Krakow, Poland. 2000
- [Rei] REITHNER, M. *Triggerstudie zu Si $\wedge$ ViO*
- [Rit95] RITMAN, et.: The FOPI detector at SIS/GSI. In: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 44 (1995), S. 708–715
- [SAM] SAM3. *User Guide*. [http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt\\_entwicklung/sam3.html](http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt_entwicklung/sam3.html)
- [Sat01] SATO, et: Search for strange tribaryon states in the inclusive  $He^4(\text{stopped } K^-, p)$  reaction. In: *Phys. Lett. B* 659 (2001), S. 107–112
- [SBM97] SCHAFFNER, J ; BONDORF, J. ; MISHUSTIN, I.: In-medium production of kaons at the mean-field level. In: *Nuclear Physics A* 625 (1997), S. 325
- [Sch08] SCHMAH, A.: *Seltsamkeit Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1,756 AGeV.*, TU Darmstadt, Dissertation, 2008
- [Sim01] SIMON, F.: *Commissioning of the GEM Detectors in the COMPASS Experiment*, Universität München, Diplomarbeit, 2001
- [Sta99] STACHEL, J.: Towards the Quark-Gluon-Plasma. In: *Nuclear Physics A* 654 (1999), S. 119c–135c
- [Str01] STRUM, M.: *K<sup>+</sup>-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*, TU Darmstadt, Dissertation, 2001
- [Str08] STROTH, J. *Physics opportunities at GSI un the PRE-FAIR era*. FOPI collaboration Meeting. 2008
- [Suz04] SUZUKI, et: Discovery of a strange tribaryon  $S^0(3115)$  in  $He^4(\text{stopped } K^-, p)$  reaction. In: *Phys. Lett. B* 597 (2004), S. 263–269
- [Suz05] SUZUKI, et: Evidence for a Kaon-Bound State  $K^-pp$  Produced in  $K^-$  Absorption Reactions at Rest. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Nr. 212303
- [Suz07] SUZUKI, et: Lambda d correlation from  $He^4(\text{stopped } K^-, p)$ . In: *Phys. Rev. C* 76 (2007), Nr. 068202
- [Suz08] SUZUKI, K. *Hardware development for the proton experiment*. FOPI collaboration Meeting. 2008

- [Ta98] T.YAMAZAKI AL., et: Effective pion mass in the nuclear medium deduced from deeply bound pionic states in  $^{207}\text{Pb}$ . In: *Phys. Lett. B* 418 (1998), Nr. 246
- [Tec] TECHNOLAM. *Homepage*:. <http://www.technolam.de/>
- [TY02] T.YAMAZAKI ; Y.AKAISHIA: Nuclear  $\bar{K}$  bound states in light nuclei. In: *Phys. Rev. C* 65 (2002), Nr. 044005
- [WBW97] WAAS, T. ; BROCKMANN, R. ; WEISE, W.: Deeply bound pionic states and the effective mass in nuclear systems. In: *Phys. Lett. B* 405 (1997), S. 215–218
- [Wei96] WEISE, W.: Hadrons in dense baryonic matter. In: *Phys. Lett. A* 610 (1996), S. 35C–48C
- [WKW96] WAAS, T. ; KAISER, N. ; WEISE, W.: Effective kaon masses in dense nuclear and neutron matter. In: *Phys. Lett. B* 379 (1996), S. 34–38
- [YA99] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y.: Nuclear medium effects on invariant mass spectra of hadrons decaying in nuclei. In: *Phys. Phys. B* 453 (1999), Nr. 1
- [YA02] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y.: ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) production of nuclear anti-K bound states in proton-rich systems via  $\Lambda^*$  doorways. In: *Phys. Lett. B* 535 (2002)
- [YA07] YAMAZAKI, T. ; AKAISHIA, Y.: Basis  $\bar{K}$  nuclear cluster,  $K^-pp$ , and its enhanced formation in the  $p + p \rightarrow K^+ + X$  reaction. In: *Phys. Rev. C* 76 (2007), Nr. 045201
- [YAD04] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y. ; DOTE, A.: Invariant mass spectroscopy for condensed single and double anti-K nuclear clusters to be formed as residues in relativistic heavy ion collisions. In: *Nucl. Phys. A* 738 (2004), S. 168–174
- [Yam96] YAMAZAKI, et: Discovery of deeply bound  $pi^-$  states in the Pb-208 (d,  $He^3$ ) reaction. In: *Z. Phys. A* 355 (1996), S. 219–221
- [Yam08] YAMAZAKI, et: First exclusive measurements of the  $K^-pp$  state - populated in the pp to  $K^+$  Lambda p reaction at 2.85 GeV. In: *arXiv:nucl-ex* 0810.5182v1 (2008)
- [ZCH<sup>+</sup>96] ZEBALLOS, E.C. ; CROTTY, I. ; HATZIFOTIADOU, D. ; VALVERDE, J.L. ; NEUPANE, S. ; WILLIAMS, M.C.S. ; ZICHICHI, A.: A new type of resistive plate chambers: The multigap RPC. In: *NIM A* 374 (1996), S. 132–136

## Tabellenverzeichnis

4.1	Die Zerfallskanäle des $\Lambda$ -Hyperons [DG08]. . . . .	27
4.2	Die Strahlungslängen der verwendeten Materialien. . . . .	35
5.1	Die Verschiedenen Kombinationen der Kondensatoren für den Ladungsteiler	44
5.2	Fitwerte der AC-Koppler 1 und 2. Alle Werte in ADC-Kanälen angegeben. . .	45
5.3	Fitwerte der AC-Koppler 2 und 3. Alle Werte in ADC-Kanälen angegeben. . .	45
5.4	Breite und Rauschen-Signal Abstand vor und nach der Common Noise Korrektur. . . . .	49
5.5	Fehler der Online Baselinekorrektur. . . . .	50
5.6	Fitwerte der Unterschiedlich korrigierten APV Spektren. . . . .	52
6.1	Die Zeitauflösungen der unterschiedlichen Startzähler in Abhängigkeit der Teilchenzahl pro Spill . . . . .	57
6.2	Erläuterung der Triggerbedingungen. . . . .	59
6.3	Verhältnis der Anzahl der Ereignisse unter Triggerbedingung 16 zu der mit Triggerbedingung 15 für unterschiedliche Strahlintensitäten. . . . .	60
6.4	Fitwerte der Gausskurven an die Differenzen der gematchten Winkelverteilungen . . . . .	62
6.5	Die gemessenen Teilchenmassen und die Nominalmassen . . . . .	63
6.6	Fitwerte der Residuen aus den Winkelverteilungen. . . . .	64

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie mit den verschiedenen Zuständen der Materie als Funktion von Temperatur und Dichte. In lila sind der chemische und der thermische freeze-out eingezeichnet. Die roten Punkte stellen die Arbeitspunkte unterschiedlicher Beschleuniger dar. Der Bereich des Hadronengases wird durch eine Übergangsphase (grün) vom Zustand des Quark-Gloun Plasmas getrennt [BMS96, Sta99]. . . . .	4
-----	---	---

2.2	Skizze des Helmholtzzentrums mit dem SIS18 und dem Linearbeschleuniger (blau) und dem neu geplanten Beschleunigerkomplex (rot). . . . .	4
2.4	Vereinfachte Darstellung des gebundenen $ppK^-$ Zustandes [FC07]. . . . .	5
2.3	Effektive Masse von $K^+$ und $K^-$ als Funktion der Baryonendichte. Der eingefärbte Bereich markiert die Ergebnisse verschiedener theoretischer Modelle [SBM97]. . . . .	6
2.5	Untergrundbereinigtes Invariantes-Massen-Spektrum von $d\Lambda$ aus einem $K^-$ -Einfang Experiment durchgeführt am KEK Forschungszentrum. In grau ist die $S^+$ Resonanz eingezeichnet, in schwarz eine Resonanz, die als $\Lambda_d$ interpretiert wurde. . . . .	7
2.6	Spektrum der untergrundbereinigten invarianten Masse $M(\Lambda p)$ , welches durch den Einfang von $K^-$ in ${}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}$ und ${}^{12}\text{C}$ am DAΦNE $e^+e^-$ Collider aufgenommen wurde. Das Inset zeigt die Verteilung nach einer Akzeptanzkorrektur. . .	7
2.7	Produktionsmechanismus des $ppK^-$ in einer Austauschreaktion (links), bei der der quasi-freie Kontinuumszustand des $\Lambda^*$ mit einem dominanten Anteil entsteht (rechts) [YA07]. . . . .	8
2.8	Die Formation des $ppK^-$ bei pp-Kollisionen (links) und der mit dem Radius variierende Wirkungsquerschnitt (rechts). . . . .	9
2.9	Invariantes Massenspektrum von $\Lambda p$ , gemessen mit dem DISTO-Experiment bei einem Strahlimpuls von 2,85 GeV. Der prominente Peak wird als möglicher $ppK^-$ -Zustand diskutiert [Yam08]. . . . .	10
2.10	Der simulierte Wirkungsquerschnitt der $ppK^-$ Produktion in Abhängigkeit der $ppK^-$ -Masse (links) und des $K^+$ Impulses (rechts) für verschiedene Laborwinkel des $K^+$ bei $3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ Strahlenergie. . . . .	11
2.11	Verteilung der Laborwinkel der Zerfallsteilchen des $ppK^-$ in Abhängigkeit von deren Impuls. . . . .	11
2.12	Mögliche Zerfallskanäle des $ppK^-$ . . . . .	11
2.13	Spektrum der invariante Masse (links) und der Missing-Mass (mitte) falls der Viererimpuls des $K^+$ gemessen werden konnte. Rechts ist invariante Masse abgebildet, falls das $K^+$ indirekt identifiziert werden muss, aber alle Zerfallsteilchen im Bereich von $7^\circ - 33^\circ$ emittiert wurden. Die gesamte Verteilung Das Signal ist in . . . . .	12
3.1	Schematischer Aufbau des FOPI Spektrometers an der GSI. Hier mit einer typischen Schwerionenreaktion dargestellt. . . . .	14
3.2	Querschnitte durch die CDC mit nominaler Targetposition (rot) und neuer Targetposition (grün). . . . .	15
3.3	Schnitt durch die HELITRON mit Sichtbaren Signal- und Auslesedrähten. . .	16
3.4	Der Aufbau einer Multi Strip Multi Gap Resistive Plate Chamber. . . . .	18
3.5	Impuls mal Ladung in $\frac{\text{GeV}}{c}$ gegen die Geschwindigkeit $\frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ , gemessen während einem Ni+Ni Experiment mit 1,3 AGeV [Her07, Pia08]. Mit den Barreldetektoren lassen sich die Kaonen bis zu einem Impuls von $0,4 \frac{\text{GeV}}{c}$ von Protonen und Pionen trennen (links). Mit den RPC's ist dies bis zu einem Impuls der Kaonen von $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ möglich (rechts). . . . .	19
3.6	CAD Modell des Beam Profile Monitors. . . . .	20

3.7	Der innere Aufbau des Vetodetektors. Die Photomultiplier sind in grau eingezeichnet, die Szintillatoren in gelb. . . . .	21
3.8	Der Targetaufbau mit dem Verdampfer (a), den Kupferstangen (b) zur Wärmeleitung, dem Kondensationsvolumen für den Wasserstoff (c), der Wasserstoffleitung (d) und der Targetzelle (e). . . . .	22
3.9	Schnitt durch Veto, Target und Si $\Lambda$ ViO . . . . .	22
3.10	Spezifischer Energieverlust von geladenen Teilchen in der CDC gegen den Impuls pro Ladung aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind berechnete Werte aus der Bethe-Bloch-Formel. Dieses Bild entstand bei einer Nickel Nickel Reaktion mit einer Strahlenergie von 1,93 AGeV. . . . .	24
4.1	Prinzipieller Aufbau des $\Lambda$ -Trigger mit den beiden Ebenen. In gelb ist das $\Lambda$ -Hyperon und sein Zerfallsvertex zu sehen. In blau und grün sind die getroffenen Streifen/Sektoren der Siliziumdetektoren ein gezeichnet. . . . .	28
4.2	Die Hauptplatine von Si $\Lambda$ ViO-A. In türkis ist der Bereich gekennzeichnet, welchen der Vetodetektor benötigt. Die Bereiche ohne Lötstopplack sind in grau eingezeichnet. Die Kupferschicht auf der Oberseite der Platine ist der Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellt. . . . .	30
4.3	Die Detektoren von Si $\Lambda$ ViO-B auf ihren Platinen (braun), angebracht an der Hauptplatine (grün). . . . .	31
4.4	Das Layout der Si $\Lambda$ ViO-B Platine. Der Pfeil markiert beispielhaft eines der Löcher, die als Groundverbindung für den APV25 vorgesehen sind. Die Vergrößerung oben zeigt die Verbindung des Guardrings zur Groundfläche. Die Vergrößerung rechts zeigt die Zusammengeschlossenen Kanäle der p-Seite der Detektoren. . . . .	32
4.5	Platine des Si $\Lambda$ ViO Pindioden Detektors. Auf die Kupferflächen (rote Quadrate) werden mit leitendem Klebstoff Pindioden angebracht. . . . .	33
4.6	Schematischer Aufbau des Erdungskonzeptes. . . . .	34
4.7	Schematischer Aufbau der Si $\Lambda$ ViO Ausleseketten. Grün umrandet ist die APV Ausleseelektronik, Rot umrandet ist der Mesytec Teil. . . . .	37
4.8	Prinzipielle Funktionsweise und die Front des STM16+. In rot ist der Weg der Signale durch den Shaper eingezeichnet. In grün die Triggerlogik. . . . .	39
5.1	Der Aufbau des APV Chips. . . . .	42
5.2	Das Format der APV25 Daten. . . . .	43
5.3	Prinzipschaltbild des AC-Kopplers. D1 und D2 sind Schutzdioden. C1 und C2 bilden zusammen einen Ladungsteiler. . . . .	43
5.4	Layout eines AC-Kopplers. Die Leiterbahnen auf der Rückseite für die Verteilung der Leerkanäle sind in blau eingezeichnet. . . . .	44
5.5	APV Spektren mit verschiedenen AC-Kopplern, gemessen bei einem Testexperiment mit 3 GeV Protonen (siehe Kapitel VI). . . . .	45
5.6	ADC-Werte gegen die Kanalnummern aufgetragen. Ein Baseline Drop ist auf der linken Hälfte sichtbar. Die in rot eingezeichneten Kanäle sind nicht mit dem Detektor verbunden. . . . .	46
5.7	Rauschpeak (Rot) mit gefitteter Gaußkurve (Schwarz). . . . .	47

5.8	APV ADC-Wert gegen die Kanalnummer aufgetragen, vor der Pedestalkorrektur (links) und danach (rechts).	47
5.9	S-Kurve von Detektor 5 für ein Ereignis. In Grün: Der Mittelwert der Kanäle ohne Treffer (Horizontal) und der Mittelwert der Baseline (Vertikal).	48
5.10	APV ADC-Wert gegen die Kanalnummer, vor (links) und nach (rechts) der Common Noise Korrektur.	49
5.11	Simulation der online Baselinedropkorrektur. Baseline ohne Drop (Oben), Baseline mit Drop und gefitteten Gerade (Mitte), Baseline nach Korrektur (Unten).	51
5.12	APV Spektren nur Pedestal- (links) und Baselinekorrigiert (rechts).	52
6.1	Die Konfiguration des Strahlrohrs mit den Strahldetektoren und Si $\Delta$ ViO . a: Si $\Delta$ ViO , b: Vetocounter, c: Beamprofilemonitor, d: neuer Startzähler, e: alter Startzähler, f: Haltevorrichtung (Spider), g: Ausleseelektronik.	54
6.2	Der Experimentaufbau mit den FOPI Detektoren.	55
6.3	Die Leckströme der Einzelnen Detektoren über den Zeitraum des Experiments.	56
6.4	Trigger und Signallaufzeiten, gemessen am Oszilloskop (links) und das Schema der Triggerlogik (rechts)	56
6.5	Rohspektren der Si $\Delta$ ViO Detektoren. In grün sind die Softwareschwellen mit der Energie eingezeichnet. Die Hardwareschwellen die erreicht werden müssen, um ein Triggersignal auszulösen sind Blau eingezeichnet. Das MIP Signal liegt in alle Spektren bei ca. 380 keV	58
6.6	Die Multiplizitätsspektren der beiden Si $\Delta$ ViO Ebenen nur mit PB Trigger. Die Zahlen über den Peaks geben die jeweilige Multiplizität an.	59
6.7	Die Multiplizitäten der Si $\Delta$ ViO Ebenen ohne (rechts) und mit (links) Triggerbedingung 16.	60
6.8	Die mit der CDC rekonstruierten Targetposition (blau) mit den angewendeten Cuts (orange) und der tatsächlichen Targetposition (grün) für Triggerbedingung 15 (links) und 16 (rechts).	61
6.9	Verteilung der Differenzen der gematchten Winkel mit der HELITRON	63
6.10	Massenverteilung, rekonstruiert aus den Daten der HELITRON und der PLAWA.	64
6.11	Die Azimuthalwinkel für HELITRON (rechts) und CDC (links). Die Verteilung mit der Proton Beam Triggerbedingung ist in schwarz eingezeichnet. Die rote Verteilung ist mit Triggerbedingung 16 erstellt.	65
6.12	Der Quotient aus der Polarwinkelverteilung mit PB Trigger und Trigger 16 der Protonen in der HELITRON (links) und der CDC (rechts).	65
7.1	Prinzipieller Aufbau einer GEM-TPC. Die herkömmliche TPC unterscheidet sich lediglich dadurch, dass statt der GEM das Gating Grid und Anodendrähte vorhanden sind.	68
7.2	Von links nach rechts: Mikroskopaufnahme einer GEM-Folie mit deren Maßen, Elektrische Feldlinien innerhalb der GEM-Löcher, Simulierte Lawinenbildung.	69
7.3	Phasenraum (farbig) und Akzeptanz der GEM-TPC (schwarze Linien) für $\Lambda$ Hyperonen, produziert in einer p+p Reaktion@3 GeV.	70
7.4	Schnitt durch den geplanten Prototypen der GEM-TPC.	71

7.5	Abstand zu den nächsten Nachbarn bei Quaderförmigen (links) und bei hexagonalen (rechts) Pads. . . . .	72
7.6	Standardabweichung der Residuumverteilung gegen den Ladungswolken- schwerpunkt mit Diffusion (Kreise) und ohne (Dreiecke) [Neu05a]. . . . .	72
7.7	Die Dimensionen der hexagonalen Pads (links). Der Lagenaufbau der Padplane- Platine (rechts). In rot sind die Lagen eingezeichnet, das Platinenmaterial ist grau. . . . .	74
7.8	Die Pads der Padplane. . . . .	75
7.9	Das Routing der oberen Hälfte der Padplane. Die Farben der Leiterbahnen stellen die unterschiedlichen Platinenlagen dar. . . . .	76
7.10	Die Arbeitsschritte bei der Generierung der Leiterbahnen der unteren Padplane- hälfte. Von links nach rechts: die vier "Basistracks", die auf eine Steckerhäf- te verteilten Leiterbahnen, die Leiterbahnen auf der kompletten unteren Hälfte.	76
7.11	Das fertige Layout der Padplane für den ersten Prototypen. a: Die Lötpads für die GEM-Folien Hochspannungsversorgung. b: Die Temperatursensoren. c: Einlassloch für das Driftgas. e: Gitter aus Leiterbahnen zur Homogenisierung des Driffeldes. f: Verformte Pads zur Feldhomogenisierung. . . . .	77
7.12	Padsignale aus dem ersten Test am ELSA Beschleuniger. Links ist der zeitliche Verlauf der Signale angetragen, rechts die dazugehörigen Pads. . . . .	78
7.13	Die Verwendeten Symmetrieachsen (grün) der zweiten Padplane. . . . .	79
7.14	Das fertige Layout der zweiten Padplane. . . . .	81



## 1.1 Danksagung

Mein größter Dank geht an die K-Clus Gruppe (Prof. Dr. Laura Fabbietti, Robert Münzer, Eliane Epple, Dr. Alexander Schmah und Dr. Olaf Hartmann) im allgemeinen und Prof. Dr. Laura Fabbietti im speziellen. Der Gruppe möchte ich für eine bisher sehr schöne Zeit, auch außerhalb der Labors oder Büros danken. Das gute Arbeitsklima war stets entspannt und förderlich für eine gute Arbeit. Prof. Dr. Laura Fabbietti möchte ich dafür danken, dass sie mich in ihre Gruppe holte, immer hilfbereit war und mich forderte und förderte. Besonderer Dank geht an Rober Münzer, für den das Leben stets schön ist und der mir auch in anstrengenden Zeiten mit Rat und Tat zur Seite stand und es immer wieder schaffte mein manchmal hitziges Gemüt zu beruhigen. Für die vielen lehrreichen, spannenden, meist anstrengenden und manchmal auch lustigen Stunden im Labor, Messhütte und Cave-B möchte ich Prof. Dr. Fabbietti und Robert noch einmal danken.

Mein Dank gilt auch denen, die zwar nicht am Bau von SiAViO direkt beteiligt waren, mir aber dennoch hilfreich zur Seite standen. So möchte ich Ralf Lang und Michael Glöckner aus der Werkstatt, Norbert Franz und Mathias Ahrens aus dem Elektroniklabor Danken. Besonderer Dank geht an Dr. Roman Gernhäuser, Dr. Michael Böhmer (besonders für die vielen Stecker und Bauteile die er mir "geliehen" hat) und dem ganzen E12 Lehrstuhl.

Für die Hilfe während und vor den Strahlzeiten möchte ich der FOPI-Kollaboration danken, speziell Yvonne Leifels, Norbert Herrmann und Mladen Kis.

Meinen Eltern und meinen Schwestern möchte ich dafür danken, dass sie mich in meinem Studium unterstützt haben und dafür, dass sie auch manchmal verstehen wollten, was ich mache.

Dafür, dass sie meine teilweise lange Abwesenheit auf Strahlzeiten hingenommen hat, möchte ich ganz besonders meiner Freundin Jia-Chii danken.

Auch meinem langjährigen Freund und Mitbewohner Max möchte ich für die inspirierenden Gespräche rund um die Physik ein Danke aussprechen.

Abschließend möchte ich meinen sehr geschätzten Kollegen Robert zitieren:  
"Das Leben ist ein Geschenk".

# Danke