

**Entwicklung von  
Silizium-Mikrostreifen-Detektormodulen  
für den  
ATLAS Semiconductor Tracker**

Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der  
Fakultät für Mathematik und Physik  
der  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

vorgelegt von  
Christian Ketterer  
aus Freiburg im Breisgau  
August 2004

Dekan

Prof. Dr. J. Honerkamp

Gutachter

Prof. Dr. J. Ludwig  
Prof. Dr. O. von der Lühe

Datum der mündlichen Prüfung

29. November 2004

# Inhaltsverzeichnis

<b><u>EINLEITUNG</u></b>	<b>3</b>
<b><u>DER ATLAS DETEKTOR</u></b>	<b>5</b>
1.1 DER SPURDETEKTOR	6
1.2 DIE KALORIMETER	7
1.3 DIE MYONKAMMERN	7
1.4 MAGNETE	8
1.5 TRIGGER, DATENNAHME	8
<b><u>DER SEMICONDUCTOR TRACKER</u></b>	<b>11</b>
2.1 AUFBAU	11
2.2 DAS ENDKAPPEN DETEKTORMODUL	14
2.3 IMPULSBESTIMMUNG	16
<b><u>DETEKTOREN</u></b>	<b>19</b>
3.1 WECHSELWIRKUNG IONISIERENDER TEILCHEN MIT SILIZIUM	19
3.2 PRINZIP DER LADUNGSSAMMLUNG	22
3.3 STRAHLENSCHÄDEN	24
3.4 SCT ENDKAPPEN SENSOREN	27
3.5 KAPAZITÄT EINES DETEKTORSTREIFENS	30
<b><u>AUSLESEELEKTRONIK</u></b>	<b>33</b>
4.1 EINLEITUNG	33
4.2 PRINZIP DER SIGNALVERARBEITUNG	33
4.3 CHARAKTERISIERUNG DER AUSLESEKANÄLE IN EINEM BINÄREN SYSTEM	38
4.4 DER AUSLESECHIP ABCD3TA	39
4.5 HYBRID	42
<b><u>RAUSCHEN EINES DETEKTORMODULS</u></b>	<b>45</b>
5.1 EQUIVALENT NOISE CHARGE / SIGNAL ZU RAUSCH VERHÄLTNIS	45
5.2 RAUSCHQUELLEN	45
5.3 RAUSCHQUELLEN IM SYSTEM DETEKTOR/VERSTÄRKER/PULSFORMER	46
5.4 ABSCHÄTZUNG DES RAUSCHENS	49

<b>KAPITEL 6</b>	<b>55</b>
<hr/>	
<b>HYBRIDENTWICKLUNG</b>	<b>55</b>
6.1.1 K3-HYBRID	55
6.1.2 TESTERGEBNISSE K3-MODULE	56
6.2.1 K4-HYBRID	60
6.2.2 TESTERGEBNISSE K4-MODULE	61
6.3 K5 HYBRID	65
<hr/>	
<b>TESTERGEBNISSE PROTOTYPMODULE</b>	<b>69</b>
7.1 AUSLESESYSTEM	69
7.2 TEST VON HYBRIDEN	71
7.3 MESSUNGEN AN PROTOTYPMODULEN MIT TESTPULSEN	78
7.4 SYSTEMTEST	86
7.5 SIGNALERZEUGUNG MIT EINEM INFRAROT LASER	90
7.6 BESTRAHLTE MODULE	95
7.7 TESTSTRAHLMESSUNGEN	103
7.8 ZU ERWARTENDE LEISTUNGSFÄHIGKEIT DER SCT – ENDKAPPEN	110
<hr/>	
<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b>	<b>113</b>
<hr/>	
<b>LITERATURVERZEICHNIS</b>	<b>116</b>
<hr/>	

# Kapitel 0

## Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den Bausteinen der Materie und ihren Wechselwirkungen. Zu ihrer Beschreibung hat sich das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik etabliert. Es konnte in vielen Messungen bestätigt werden, z.B. die Entdeckung des Charm-Quarks oder der Entdeckung der Vektorbosonen  $W^{+/-}$  und  $Z^0$ . Allerdings kann das Standardmodell nicht alle Fragen beantworten, so z.B. die Frage nach dem Ursprung der Masse. Eine theoretische Möglichkeit sie zu erklären, ist der nach Peter Higgs benannte Higgs-Mechanismus. Eine wichtige Konsequenz dieses Mechanismus ist die Existenz eines weiteren Bosons, des sogenannten Higgs. Es konnte bis heute noch nicht experimentell nachgewiesen werden. Die LEP<sup>1</sup> Experimente am CERN<sup>2</sup> konnten eine untere Massenschranke von 114.4 GeV angeben [LEP03].

Die Frage nach der Existenz des Higgs Bosons soll mit den Experimenten am *Large-Hadron-Collider* (LHC) am CERN in Genf beantwortet werden. Im LHC werden Protonen bis zu Energien von 7 TeV beschleunigt. Ein linksumlaufender Protonenstrahl wird mit einem rechtsumlaufenden zur Kollision gebracht, man erhält eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV.

Eines der geplanten Experimente am LHC ist ATLAS<sup>3</sup>. In ATLAS sind verschiedene Detektorsysteme zylinderförmig in mehreren Lagen um den Kollisionspunkt angeordnet, um den Impuls und die Energie von den bei den Kollisionen entstandenen Teilchen nachzuweisen. Im Zentrum befindet sich der *Inner Detector* mit dem die Spuren geladener Teilchen bestimmt werden sollen. Um geladene Teilchen auf eine Helixbahn zu zwingen, aus deren Radius man den Impuls der Teilchen bestimmen kann, befindet er sich in einem Magnetfeld von 2T.

Eines der Untersysteme ist der *Semiconductor Tracker* (SCT) ein Detektor, der aus Silizium Mikrostreifensensoren mit einer Gesamtfläche von 61m<sup>2</sup> besteht. Die Endkappen sind aus neun großen Rädern auf jeder Seite aufgebaut. Sie werden mit insgesamt 1971 doppelseitigen Detektormodulen bestückt.

Eine besondere Herausforderung für ATLAS besteht in der hohen Strahlenbelastung die für die am stärksten betroffenen Detektormodule in zehn Jahren LHC äquivalent zu

---

<sup>1</sup> Large Electron Positron collider

<sup>2</sup> Conseil European pour la Recherche Nucleaire

<sup>3</sup> **A** Toroidal **L**H**C** **A**pparatu**S**

$1.3 \times 10^{14}$  1-MeV Neutronen pro  $\text{cm}^2$  ist. Auch nach dieser Zeit, soll die Teilchennachweeffizienz pro Streifen 99% und die Rauschrate kleiner  $5 \times 10^{-4}$  sein.

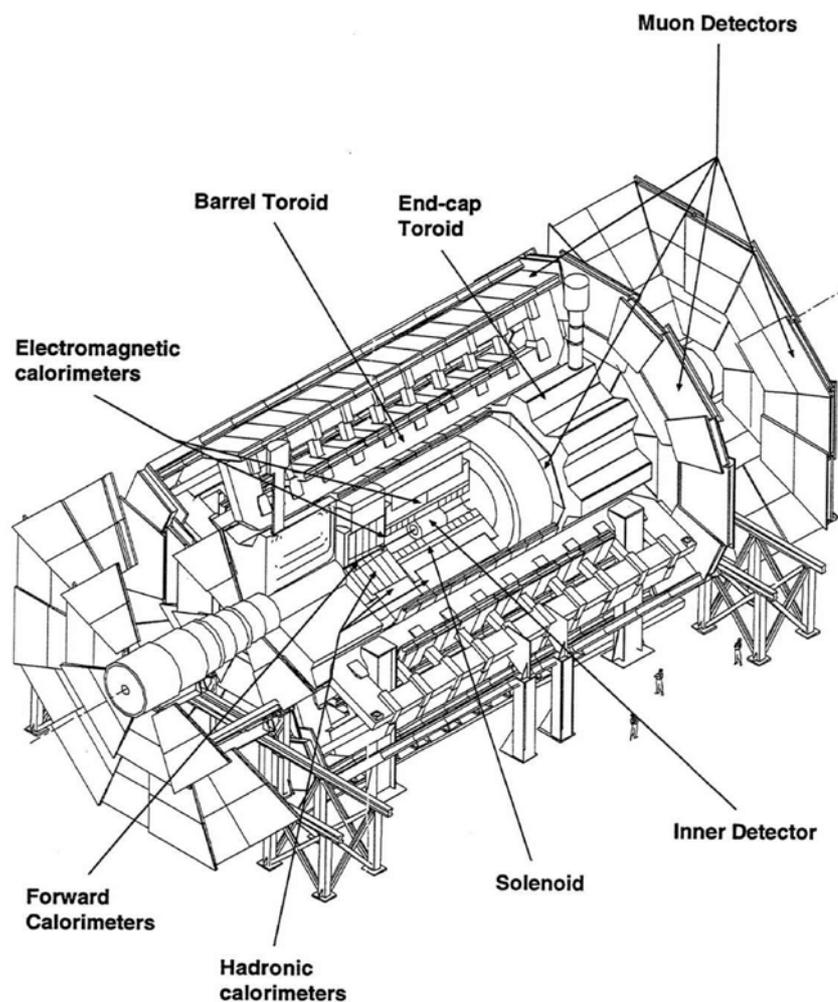
Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Entwicklung des Detektormoduls mitgearbeitet, insbesondere an dem sogenannten Hybrid, auf dem sich die Ausleseelektronik für die Detektorstreifen befindet. Prototypenmodule wurden mit dem internen Kalibrierungsschaltkreis des Ausleschips getestet. Weitere Messungen wurden mit externen Quellen, einem Infrarot-Laser und hochenergetischen Pionen durchgeführt. Um den Einfluss der Strahlenschädigungen im LHC zu untersuchen wurden einige Detektormodule mit 24-GeV Protonen bestrahlt und ebenfalls untersucht.

Diese Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile: zunächst wird in Kapitel 1 und 2 der ATLAS Detektor und insbesondere der SCT vorgestellt. Danach wird erklärt wie der Teilchennachweis mit Siliziumstreifendetektoren funktioniert und die Signalgröße für minimal ionisierende Teilchen abgeschätzt. Die Ausleseelektronik wird in Kapitel 4 beschrieben. Ihr Rauschverhalten wird in Kapitel 5 untersucht. Der zweite Teil widmet sich der Prototypentwicklung für das Modul mit Schwerpunkt auf dem Hybrid. So werden in Kapitel 6 Messergebnisse von Prototypmodulen vorgestellt und beschrieben, welchen Einfluss diese Messergebnisse auf Design und Layout des Hybrids hatten, das im Experiment verwendet werden wird. In Kapitel 7 wird die Leistungsfähigkeit der SCT Module anhand von Messungen und Untersuchungen an Modulen aus der Vorserie für die Produktion der SCT-Module dargestellt.

# Kapitel 1

## Der ATLAS Detektor

Am *Large-Hadron-Collider* (LHC) werden durch Proton-Proton-Kollisionen verschiedene Teilchen generiert. Sie oder ihre Zerfallsprodukte sollen mit dem ATLAS Detektor nachgewiesen werden. Dies erreicht man durch die Bestimmung des Teilchenimpulses und der Teilchenenergie.

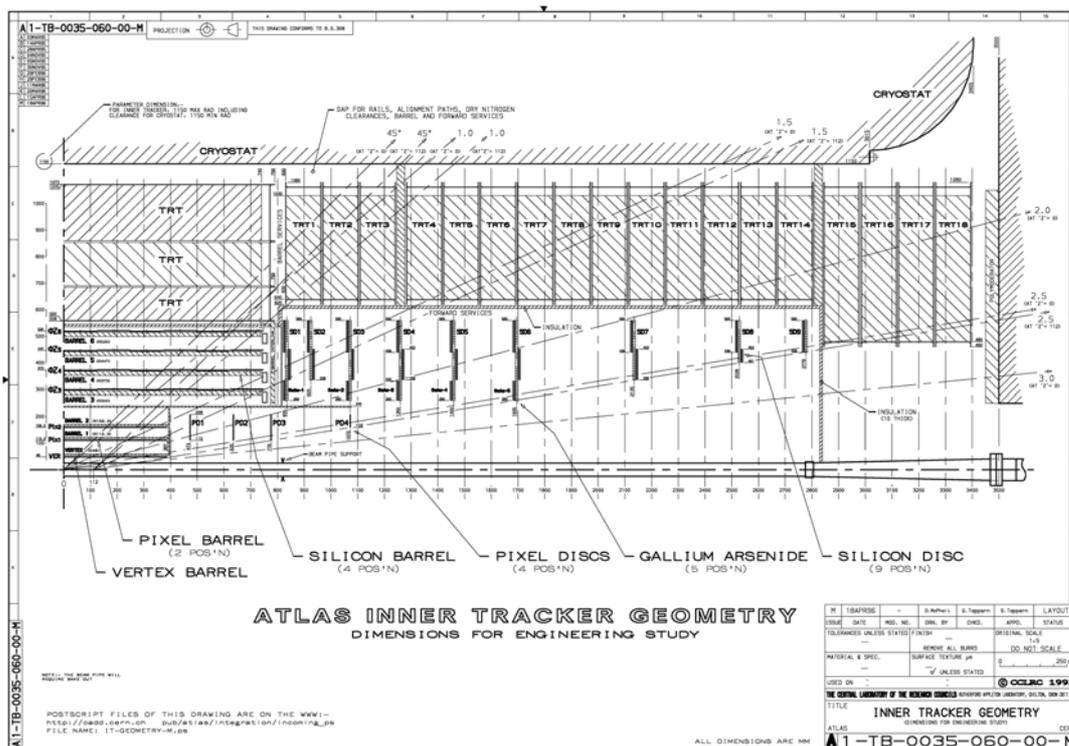


**Abbildung 1.1** Der ATLAS Detektor. Die verschiedenen Detektorsysteme sind zylinderförmig um die Strahlröhre aufgebaut. Im *Inner Detector* werden Spuren geladener Teilchen bestimmt, in den Kalorimetern die Energie von neutralen und geladenen Teilchen bestimmt und in den Myon-Kammern werden Myonen nachgewiesen.

ATLAS hat eine Gesamtlänge von 44m, einen Durchmesser von 22m und ein Gesamtgewicht von etwa 7.000t. Der Detektor ist aus verschiedenen Teilsystemen aufgebaut, die in mehreren Lagen zylinderförmig um den Kollisionspunkt und die Strahlröhre angeordnet sind. Abb. 1.1 gibt einen Überblick über den Aufbau von ATLAS. Im folgenden werden die Teilsysteme von innen nach außen beschrieben:

## 1.1 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor von ATLAS – *Inner Detector* (ID) - befindet sich direkt an der Strahlröhre und besteht aus drei Teilsystemen: Dem Pixeldetektor, dem *Semiconductor Tracker* (SCT) und dem *Transition Radiator Tracker* (TRT). Um den Impuls geladener Teilchen bestimmen zu können befindet er sich in einem etwa 2T starken Magnetfeld. Die Magnetfeldlinien verlaufen parallel zur Strahlachse. Geladene Teilchen bewegen sich auf Helices aus deren Radien sich der Transversalimpuls bestimmen lässt.



**Abbildung 1.2** Schnitt durch einen Quadranten des *Inner Detector* von ATLAS. Der Kollisionspunkt befindet sich links unten. Mögliche Teilchenspuren sind gestrichelt eingezeichnet. Innen ist der Pixel Detektor, in der Mitte der SCT und außen der TRT zu sehen.

Der **Pixeldetektor** ist aus drei Lagen mit Pixelmodulen mit einem radialen Abstand von 5cm bis 12.3cm rund um die Strahlröhre aufgebaut. An seinen Stirnseiten befinden sich noch jeweils vier Endkappen, auf den die Pixelsensoren ringförmig angeordnet sind. Mit dem Pixeldetektor können Spuren von kurzlebigen geladenen Teilchen nachgewiesen werden, wie B-Mesonen oder  $\tau$ -Leptonen.

Der **SCT** besteht aus Silizium-Mikrostreifen-Detektoren die in vier Zylindermantellagen und je 9 ringförmigen Endkappen an den Stirnseiten angeordnet sind. Die Sensorgesamtfläche beträgt  $61\text{m}^2$ , die Gesamtzahl der Streifen beträgt  $6.2 \times 10^6$ . Mit dem SCT können ionisierende Teilchen nachgewiesen werden, deren Spuren zur Strahlachse einen Winkel von mindestens  $9.4^\circ$  bilden. Die Nachweiseffizienz für eine solche Spur soll mindestens 0.97 betragen [TDR5]. Um die Spuren der Teilchen, die gleichzeitig durch den SCT fliegen, zusammen mit den Daten des Pixeldetektors und des TRT (s. unten) zu rekonstruieren, soll die Rauschrate möglichst klein sein. Im *Technical Design Report* von ATLAS wird eine Obergrenze der Rauschrate eines einzelnen Streifens von  $5 \cdot 10^{-4}$  gefordert. Eine genauere Beschreibung des SCT findet sich in Kapitel 2.

Der **TRT** ist aus Driftröhren mit 4mm Durchmesser aufgebaut. Diese Röhren sind mit einem Gasgemisch aus 70% Xenon, 20%  $\text{CF}_4$  und 10%  $\text{CO}_2$  gefüllt. Der *Barrel* Bereich befindet sich in einem Abstand von 56cm bis 107cm von der Strahlröhre. Die Röhren verlaufen parallel zur Strahlachse. Die Röhren in den Endkappen verlaufen radial. Die Zwischenräume sind mit einem Schaum gefüllt, in dem relativistische geladene Teilchen Photonen abstrahlen. In der Ausleseelektronik kann eine Schwelle gesetzt werden so dass nur Röntgenquanten, die unter kleinem Winkel vom geladenen Teilchen abstrahlen, nachgewiesen werden und so die Teilchenspur rekonstruiert werden kann.

## 1.2 Die Kalorimeter

Zu den Aufgaben des Kalorimeters gehört die präzise Energiemessung von Teilchen sowie die Erzeugung des Triggersignals für den Gesamtdetektor. Es besteht aus zwei Teilsystemen - dem elektronischen und dem hadronischen Kalorimeter. Die Teilchen werden durch einen elektromagnetischen bzw. einen hadronischen Schauer nachgewiesen. Als Absorbermaterial wird im elektrischen Kalorimeter Kupfer verwendet, als aktives Medium benutzt man flüssiges Argon. Im hadronischen Kalorimeter wird u. a. Wolfram und Edelstahl als Absorber eingesetzt, als aktives Medium dient in den Endkappen ebenfalls flüssiges Argon, im Barrel Bereich Polysteren.

## 1.3 Die Myonkammern

Der Nachweis von Leptonen ist für die Suche nach neuer Physik von großer Wichtigkeit (z.B.  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ ). Da der Untergrund im *Inner Detector* sehr hoch sein wird, ist es notwendig Spuren von Myonen unabhängig vom Untergrund im *Inner Detector* rekonstruieren zu können. Außerdem wird das Myonsystem auch zum Triggern auf

Ereignisse mit hochenergetischen Myonen verwendet. Die Myonkammern sind in drei Lagen im Außenbereich des ATLAS Detektors montiert. Das intrinsische Auflösungsvermögen jeder Kammer beträgt etwa  $60\mu\text{m}$ . Der Myon Trigger verwendet eigenständiger Triggerkammern. Es können Spuren von Myonen bis zu einem minimalen Winkel von  $5.7^\circ$  zur Strahlachse nachgewiesen werden, die Impulsgenauigkeit beträgt für ein 1TeV Myon 10%.

## 1.4 Magnete

Die Magnetfelder haben direkten Einfluss auf das Auflösungsvermögen der Impulsmessungen (vergl. Abschnitt 2.3) und somit, wie gut die Spezifikationen erreicht werden können. In ATLAS kommen zwei Magnetsysteme zum Einsatz. Der supraleitende Solenoid ist in den Kryostaten des Kalorimeters integriert. Er erzeugt das Magnetfeld für den *Inner Detector*. Am Kollisionspunkt beträgt die Magnetfeldstärke 2T an der Außenhülle des *Inner Detector* etwa 0.5T.

Der Solenoid Magnet generiert das Magnetfeld für die Myonkammern. Er hat im zentralen Bereich acht supraleitende Spulen, die symmetrisch zur Strahlachse in separaten Kryostaten azimuthal angeordnet sind. Radiale Verbindungselemente bilden eine mechanische Struktur, welche die Magnetkräfte aufnimmt. In den Endkappen werden ebenfalls acht Spulen verwendet. Das Feld ist so ausgebildet, dass sich Teilchen näherungsweise senkrecht zu den Feldlinien bewegen um eine möglichst große Impulsauflösung zu erhalten.

## 1.5 Trigger, Datennahme

Am LHC werden mit einer Frequenz von 40MHz Protonen zur Kollision gebracht. Die Summe aller Auslesekanäle aller Teildetektoren von ATLAS ist etwa  $10^8$ . Es können nicht Daten von allen Ereignissen gespeichert werden, da die anfallende Datenmenge viel zu groß wäre. Interessante Ereignisse müssen selektiert werden und die Datenmenge so auf 10MB/s bis 100MB/s reduziert werden. Das wird durch ein dreistufiges Triggersystem erreicht:

Der *First-Level-Trigger* (LVL1) untersucht Daten aus den Kalorimeter- und Myon-Triggerkammern mit einer Frequenz von 40 MHz. Die Triggerentscheidung dauert etwa  $3.2\mu\text{s}$ . Solange müssen die Daten für jeden Kanal in jedem Untersystem zwischengespeichert werden. Im Fall eine positiven LVL1 Entscheidung werden die Daten aller Kanäle in die Speicher des LVL2 Triggers übertragen. Die maximale Rate hierfür ist 100kHz. Der Level 2 Trigger reduziert die Datenrate zu etwa 1kHz, indem er die Ereignisse mit Daten aus fast allen Teilsystemen genauer untersucht. Das dauert für ein einzelnes Ereignis etwa 10ms. Diese Zeit reicht aus, um z.B. Spuren im *Inner Detector* zu finden, ihren Transversalimpuls zu bestimmen und mit den Energien der entsprechenden Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter zu vergleichen. Die Ereignisse, die vom LVL2

Trigger positiv bewertet werden, werden zum LVL3 Trigger gesandt, einer Prozessor Farm, die für die komplette Ereignisrekonstruktion etwa 1s benötigt. Die selektierten Ereignisse werden nun gespeichert, etwa 10 bis 100 Ereignisse pro Sekunde, was den möglichen 10MB/s bis 100 MB/s entspricht. Dies addiert sich in einem Betriebsjahr zu etwa 1.000 TB, dem Speicherinhalt von zehntausend 100GB Festspeicherplatten.



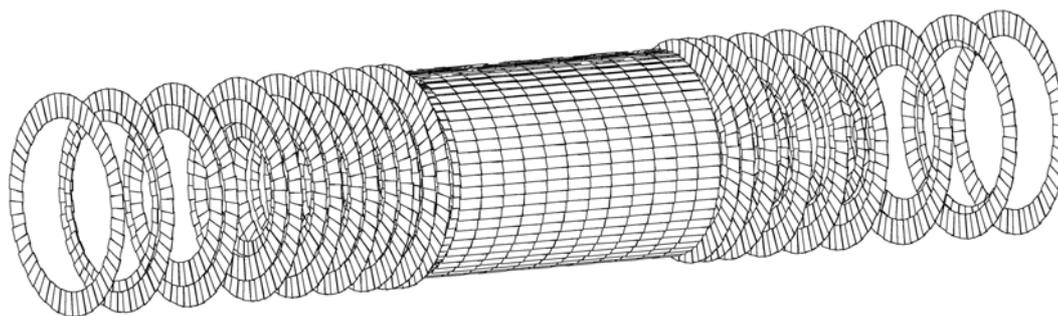
# Kapitel 2

## Der Semiconductor Tracker

### 2.1 Aufbau

Mit dem *Semiconductor Tracker* sollen die Spuren ionisierender Teilchen nachgewiesen werden. Er befindet sich in einem etwa  $2T$  starken Magnetfeld, dessen Magnetfeldlinien in Strahlrichtung verlaufen. Geladene Teilchen bewegen sich auf Helices, aus deren Radius der Transversalimpuls der Teilchen bestimmt werden kann. Allerdings ist der Teilchenimpuls typischerweise so groß, dass im SCT nur ein Bruchteil eines ganzen Umlaufs stattfindet. Zum Nachweis ionisierender Teilchen werden Silizium-Mikrostreifen-Detektoren eingesetzt. Da die Signale von minimal ionisierenden Teilchen recht klein sind – der Median beträgt  $3.9fC$  – ist es wichtig, sie direkt am Sensor zu verstärken. Zu diesem Zweck sind die Auslese-AISCs (*Application-Specific Integrated Circuit*) mit Verstärkern, Pulsformern und Datenspeicher für jeden einzelnen Kanal direkt an den Sensoren auf sogenannten Elektronik-Hybriden angebracht. Die Sensoren mit dem Hybrid und den Auslesechips bilden die kleinste funktionierende Untereinheit des SCT, das sogenannte Detektormodul.

Diese sind zylinderförmig in mehreren Lagen um den Kollisionspunkt angeordnet. Im *Barrel*-Bereich (Mantelfläche des Zylinders) bilden 2112 Detektormodule vier Lagen. Dazu werden Module mit einer  $12cm \times 6cm$  großen Sensorenfläche verwendet, das Hybrid,

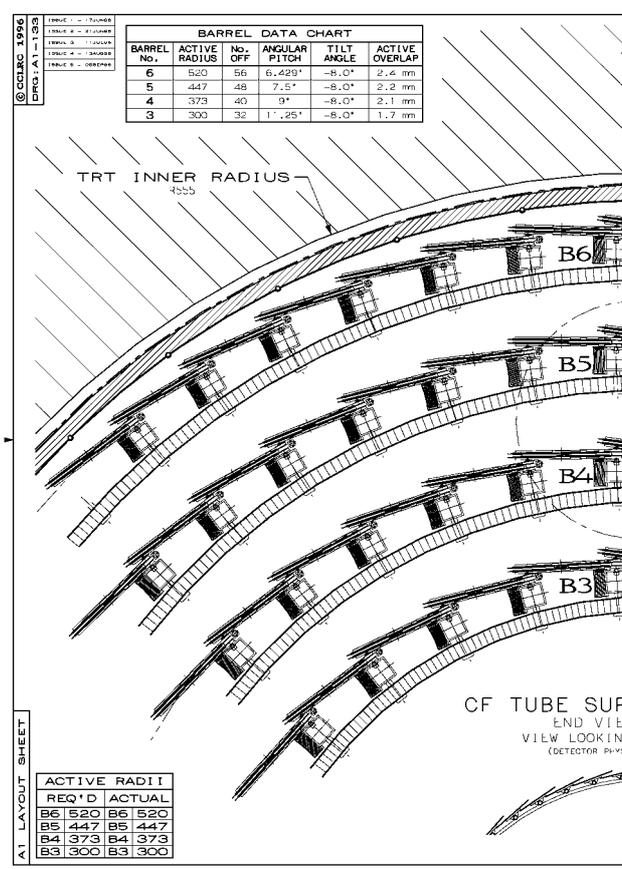


Endkappen

Barrel

Endkappen

**Abbildung 2.1** Der SCT: abgebildet sind nur die Sensorflächen. In der Mitte ist die äußerste Lage des Barrel zu sehen, links und rechts befinden sich jeweils die neun Räder der Endkappen. Auf den Rädern, die direkt an das Barrel angrenzen, sind die Detektormodule in drei Ringen angeordnet. Die mittleren Räder haben nur zwei Ringe und die äußersten Räder haben nur noch einen Ring, da die Strahlenbelastung für kleine Winkel zunimmt, so dass Sensoren die unter diesen Winkeln angebracht wären zu stark geschädigt würden.

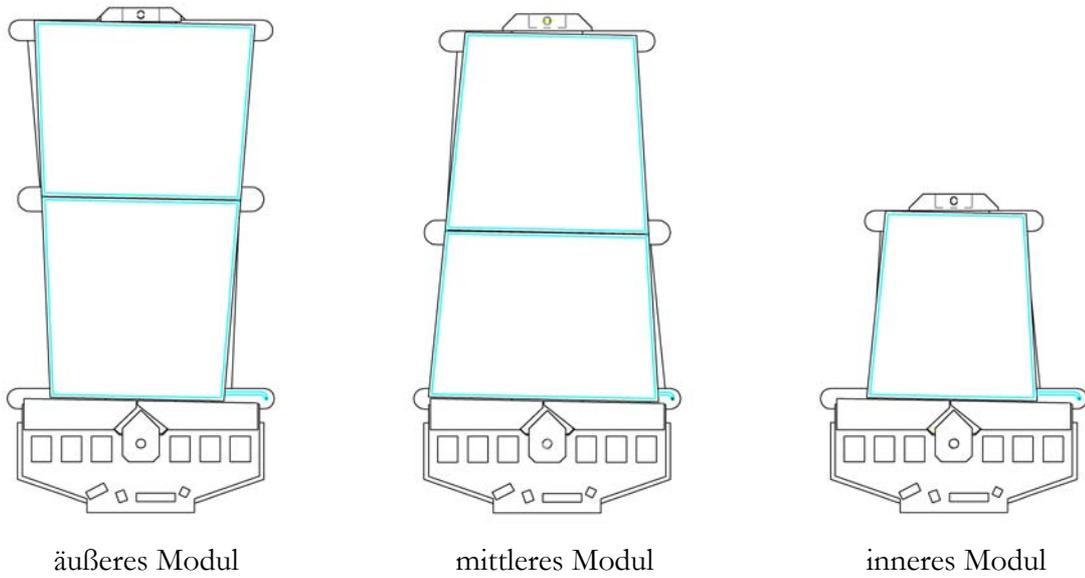


**Abbildung 2.2** Schnitt durch den Barrel Teil des SCT. Die Module sind mit einem Winkel von  $8.0^\circ$  zur Tangente angeordnet und überlappen um 5 Streifen.

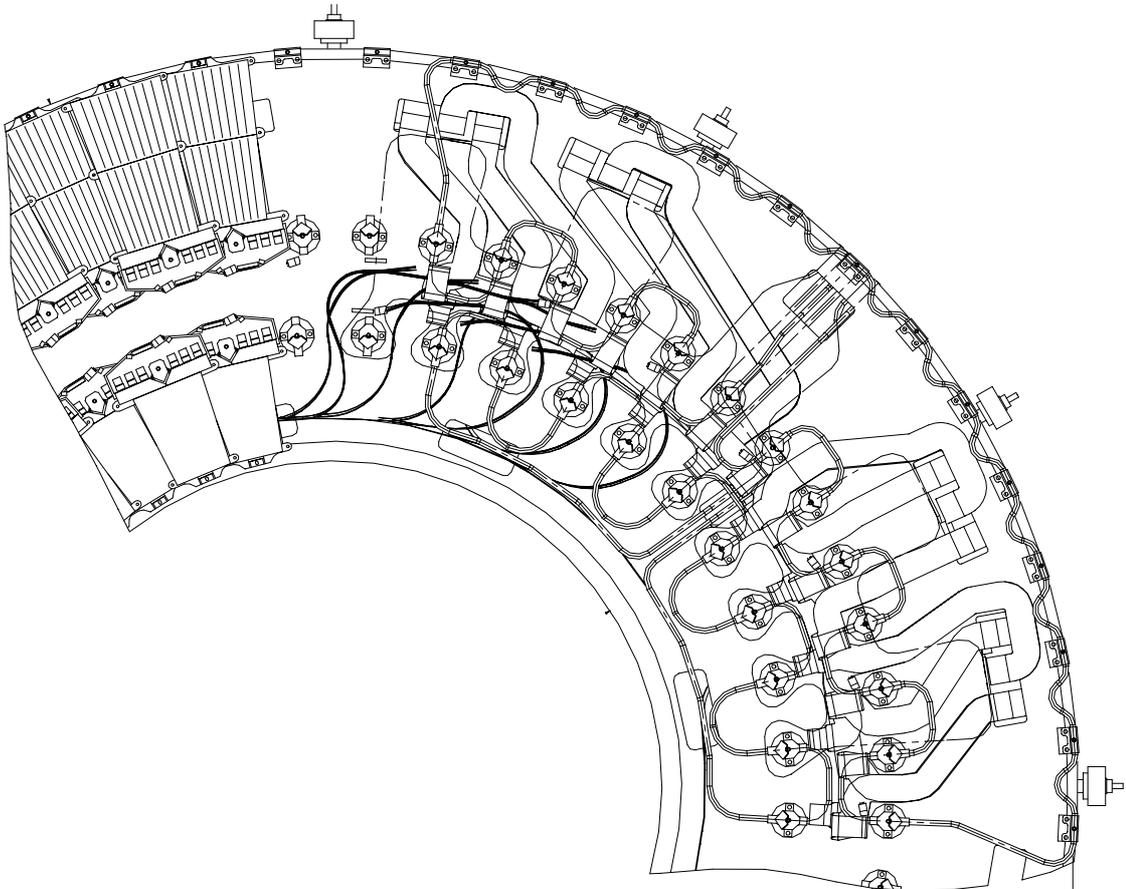
das die Auslese ASICs trägt, ist brückenförmig um die Sensoren angebracht. Die Module haben einen leichten Winkel zur Tangente, damit sie überlappen können und somit eine komplett geschlossene Sensorfläche bilden können (Abbildung 2.2).

An den Stirnseiten des Zylinders befinden sich die Räder der Endkappen. Um auf den Rädern eine ringförmige Sensorfläche im Abstand von 26cm - 52cm von der Strahlachse zu bilden werden drei geometrisch unterschiedliche Modultypen eingesetzt, sogenannte innere, mittlere und äußere Module (Abbildung 2.3). In allen drei Modultypen wird das gleiche Hybrid verwendet, das sich im Gegensatz zu den Barrel Modulen am Ende der Streifen befindet.

Die Module sind auf Kühlblöcke montiert, ein Kühlblock ist an der Schnittstelle zwischen Hybrid und Modul angebracht und kühlt die ASICs und die Detektoren. Damit keine Wärme von den ASICs durch den Kühlblock auf den Sensor übertragen wird, hat der zentrale Kühlblock einen tiefen Einschnitt. Der zweite Kühlblock sitzt am anderen Ende des Detektorteils. Die Kühlblöcke sind mit einer mäanderförmigen Kühlröhre verbunden, die aufgrund dieser Form die thermische Längenausdehnung gut aufnehmen kann.



**Abbildung 2.3** Die drei Modultypen für die Endkappen des SCT. In allen drei Modultypen wird das gleiche Hybrid verwendet.



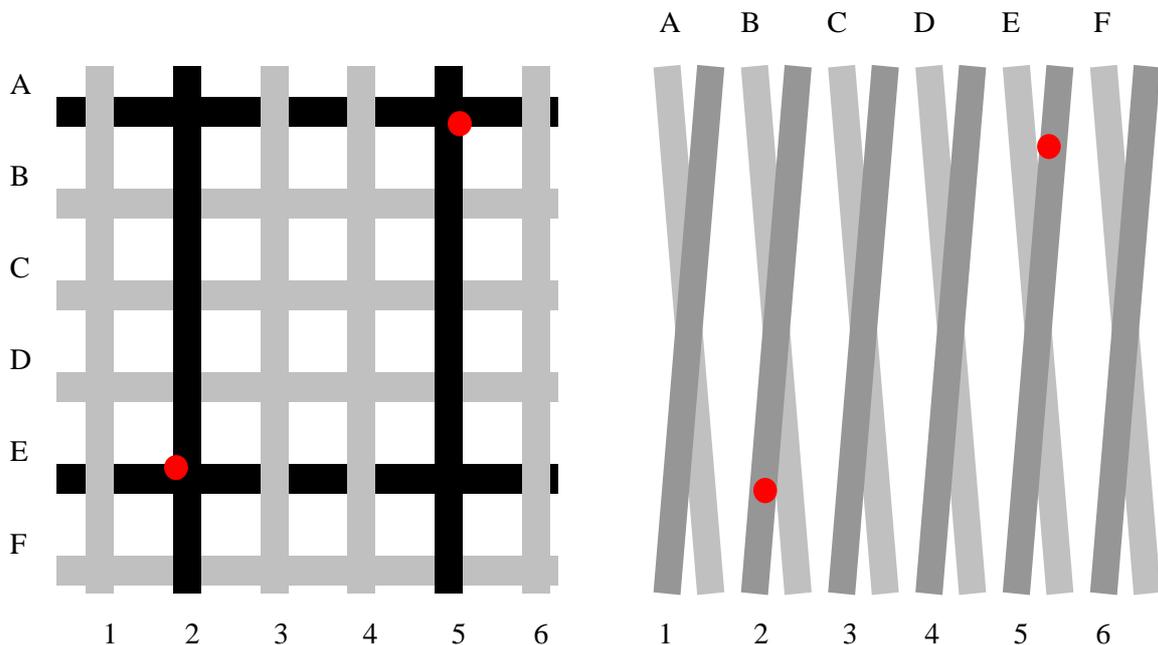
**Abbildung 2.4** Ausschnitt einer Endkappe. Es sind nur einige Module des äußeren und des inneren Rings gezeichnet. Die Module des mittleren Rings befinden sich auf der Rückseite.

Da die sensitive Fläche der Detektoren nicht bis an die Außenkante reicht, müssen die Detektoren überlappend montiert werden. Es gibt deshalb hohe und tiefe Kühlblöcke, der Höhenunterschied der Kühlblockoberflächen beträgt 7mm.

## 2.2 Das Endkappen Detektormodul

Um den Durchtrittspunkt eines ionisierenden Teilchens bestimmen zu können, ist das Detektormodul doppelseitig aufgebaut d.h. es befindet sich ein Sensor auf der Oberseite und einer auf der Unterseite (s. Abb. 2.6). Die Streifen von Oberseite und Unterseite verlaufen unter einem Winkel von 40mrad zueinander. Der Winkel ist so klein gewählt, damit sich nur wenige Streifen überschneiden. Durchfliegen zwei Teilchen gleichzeitig den Sensor, ist die Zuordnung der Streifen von Ober- und Unterseite dadurch meist eindeutig. Bilden Streifen von Ober- und Unterseite einen 90° Winkel kann der Durchtrittspunkt der Streifen schon bei zwei Teilchen nicht eindeutig zugeordnet werden und somit die Teilchenspur nicht eindeutig bestimmt werden (s. Abb. 2.5).

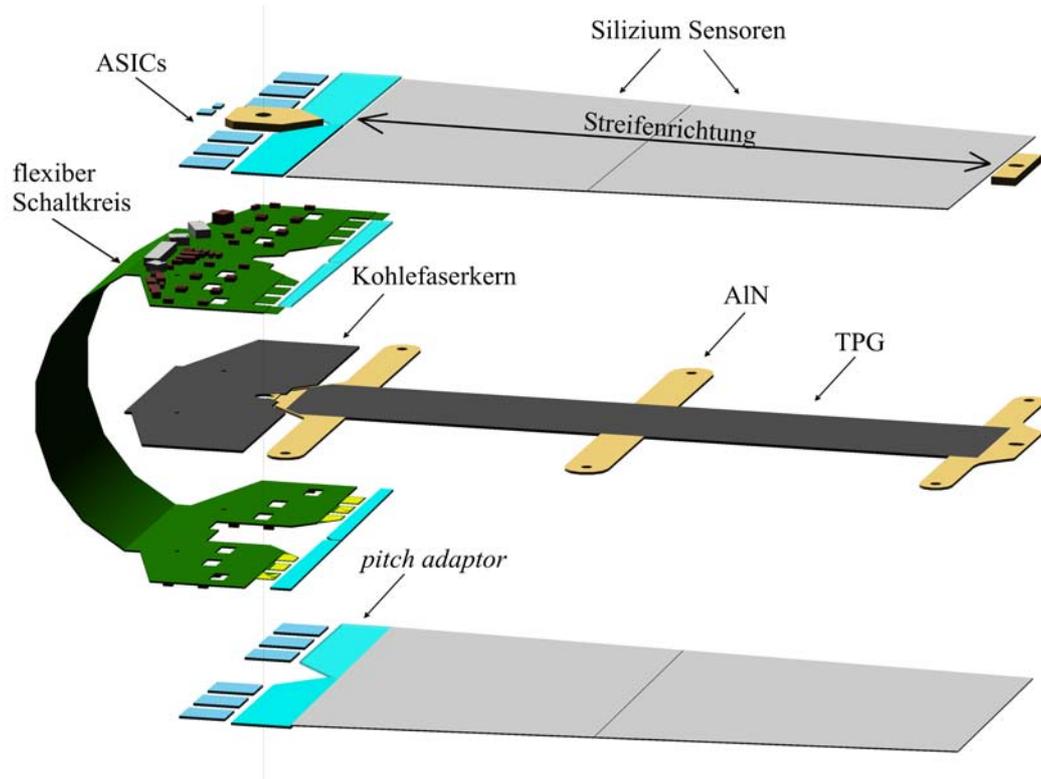
Die Sensoren werden auf 4“ Wafern prozessiert, man muss deshalb zwei Sensoren verwenden, um Streifen der Länge von 12 cm zu erhalten. Elektrisch werden die Streifen der beiden Sensoren mit Aluminiumdrahtbonds verbunden. Die vier Einzeldetektoren



**Abbildung 2.5 Links:** Fliegen zwei ionisierende Teilchen durch einen Sensor mit rechtwinkliger Streifenanordnung können die beiden Durchflugpunkte nicht eindeutig bestimmt werden. Im hier gezeigten Beispiel fliegen Teilchen durch die Positionen E2 und A5. Diese Positionen können aber nicht eindeutig rekonstruiert werden. Ebenfalls möglich wäre A2 und E5. **Rechts:** Schneiden sich die Streifen der Ober- und der Unterseite unter kleinen Winkeln, tritt keine Mehrdeutigkeit mehr auf. Allerdings ist in diesem Fall das Auflösungsvermögen in Streifenrichtung kleiner als im Fall mit rechtwinkliger Anordnung. Eine quantitative Abschätzung findet sich in Kapitel 3.

werden auf eine Trägerstruktur aufgeklebt, die *Spine* genannt wird. Der *Spine* besteht aus einem 500µm dicken und 20mm breiten *thermal-pyrolytic-graphite* (TPG) Stab und dazu quer angebrachte AlN Verstrebungen. TPG zeichnet sich durch seine hohe Wärmeleitfähigkeit von 1200W/m/K in der Ebene aus. Dadurch kann die Wärme der Sensoren gut zu den beiden Kühlblöcken abgeleitet werden, die sich an den Enden des *Spines* befinden. TPG ist ein poröses Material. Um zu vermeiden, dass sich Kohlenstaub von ihm lösen kann und z.B. zwischen den Bondrahtverbindungen zu Kurzschlüssen führt, ist der *Spine* mit einer wenigen µm dicken Parylenschicht ummantelt.

In Silizium beträgt der Median der Ladung, die durch ein minimal ionisierendes Teilchen generiert wird, 24.000e<sup>-</sup>. Um dieses Signal sicher vom Rauschen unterscheiden zu können, ist es notwendig, es so nahe wie möglich am Streifen zu verstärken. Deshalb befindet sich das sogenannte Hybrid, die Trägerstruktur für die Ausleselektronik, direkt am Streifenende. Da Streifen auf beiden Modulseiten ausgelesen werden müssen, besteht es aus einem flexiblen Kupfer-Polyimid Schaltkreis, der um einen Kohlefaserkern herumgefaltet ist. Die Kohlefaser wurde aufgrund der hohen Steifigkeit und der hohen thermischen Leitfähigkeit in Faserrichtung gewählt. Die letztgenannte ist besonders wichtig um die ASICs möglichst kühl zu betreiben, was sich positiv auf das Rauschen auswirkt und auch vermeidet, dass durch Konvektion unnötig Wärme auf die Detektoren übertragen wird.



**Abbildung 2.6** Explosionszeichnung eines mittleren Detektormoduls. Zwei Detektorpaare werden auf eine Trägerstruktur aus TPG und AlN geklebt. Die Auslese-ASICs befinden sich auf einem flexiblen Schaltkreis, dem sogenannten Hybrid. Um die Wärme möglichst effektiv von den ASICs ableiten zu können ist, wird dieser Schaltkreis auf eine spezielle Kohlefaserplatte aufgeklebt.

Der Elektrische Kontakt zu den Eingängen der ABCDs (**ATLAS binary chip DMILL**) [DA01], wird durch 17.5µm dicke Aluminiumdrahtbondverbindungen hergestellt. Ein ABCD hat 128 Kanäle, man benötigt also insgesamt 12 von diesen Chips pro Modul. Ein einzelner Kanal besteht aus einem Ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Pulsformer und einem Komparator, der Signale vom Rauschen unterscheiden soll. Es wird nur eine binäre Information für jeden Streifen übertragen: Teilchendurchtritt oder kein Teilchendurchtritt. Diese Information kann für 3.3µs gespeichert werden um eine Triggerentscheidung für den Gesamtdetektor abzuwarten. Im Falle eines Triggersignals werden die Daten komprimiert und zum VDC (**VCSEL Driver Chip**) [WI00] von VCSELs (**Vertical Cavity Surface Emitting Laser**) gesendet, der die Laserdioden für den optischen Datentransfer treibt. Auch *clock* und *commands*, die Signale zur Steuerung der Ausleschips, werden optisch zu den Modulen geleitet, mit einer Pindiode in elektrische Signal umgewandelt und mit Hilfe des DORICs (**Digital Opto-Reveiver Integrated Circuit**) [WI00] an die ABCDs geleitet.

Der Detektor Teil wird durch Glas *pitch-adaptor* mit dem Hybrid elektrisch und auch mechanisch verbunden. Glas wurde aufgrund seiner niedrigen Wärmeleitfähigkeit gewählt, um einen Wärmeübertrag der Ausleschips zu den Sensoren weitgehendst zu vermeiden. Die Leiterbahnen auf dem *pitch-adaptor* sind aus Aluminium, die typische Bahnbreite ist 20µm, der minimale Abstand zwischen benachbarten Streifen beträgt 48µm.

## 2.3 Impulsbestimmung

Der Transversalimpuls  $p_T$  von Teilchen, die die Ladung  $q$  tragen, bestimmt sich durch die Radius  $r$  der Helices im Magnetfeld  $B$ . Die  $z$ -Komponente (in Strahlrichtung) kann durch den Polarwinkel bestimmt werden. Für relativistische Teilchen gilt der Zusammenhang

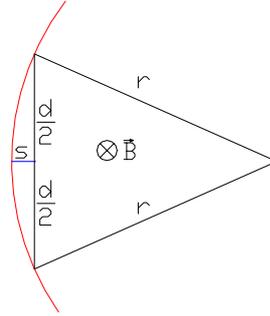
$$p_T = r \cdot q \cdot B \quad (2.1)$$

Der Spurradius kann durch die Abweichung der Spur von einer Geraden, der sogenannten Sagitta  $s$  (s. Abb. 2.6) bestimmt werden [UL89]:

$$r = \frac{s^2 + \frac{d^2}{4}}{2s} \quad (2.2)$$

Die Genauigkeit der Impulsbestimmung ist für kleine  $s$  am schlechtesten. Bei bekanntem Magnetfeld ist der relative Fehler des Transversalimpulses so groß wie der relative Fehler der Sagitta Bestimmung. Hier soll der Fall des größten relativen Fehlers, der bei kleinen  $s$  auftritt betrachtet werden, d.h.  $s \ll d$ . Dann folgt aus (2.1) und (2.2)

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{8}{qBd^2} p_T \sigma_s \quad (2.3)$$



**Abbildung 2.7** Skizze zur Sagitta Definition: Rot ist die Teilchenspur dargestellt. Die Strecke  $d$ , ist die Strecke, die das Teilchen den Detektor durchfliegt. Dadurch ist die Sagitta  $s$ , der Abstand zur Sehne, festgelegt. Das Magnetfeld  $B$  steht senkrecht zur Zeichenebene

Der Fehler  $\sigma_s$  der Sagitta Bestimmung ergibt sich aus der Zahl der Messpunkt  $N$  und der Genauigkeit der einzelnen Detektormodule  $\sigma_{\text{Modul}}$ , die im wesentlich durch die Auflösegenauigkeit der Sensoren und der Positioniergenauigkeit des Detektormoduls gegeben ist.

$$\sigma_s = \frac{\sigma_{\text{Modul}}}{\sqrt{N}} \quad (2.4)$$

Daraus ergibt sich für den relativen Fehler des Transversalimpulses

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{8}{qBd^2} p_T \frac{\sigma_{\text{Modul}}}{\sqrt{N}} \quad (2.5)$$

Für einen guten Spurdetektor ist es also notwendig, ein möglichst großes Magnetfeld zu verwenden. Des weiteren sollte er eine gute Einzelpunktauflösung besitzen. Möglichst viele Spurpunkte zu erfassen ist hingegen nicht wirklich erstrebenswert. Dies macht nämlich eine Erhöhung der Lagenzahl und somit eine Vergrößerung der Masse des Detektors notwendig. Dadurch würde sich auch die Wahrscheinlichkeit erhöhen, dass das Teilchen durch Streuprozesse von seiner eigentlichen Bahn abgelenkt wird. Eine Reduktion des Auflösungsvermögens wäre die Folge.

Anhand von Gleichung 25 sieht man, dass mit zunehmendem Transversalimpuls das Auflösungsvermögen abnimmt. Für viel physikalische interessante Ereignisse existieren Myonen mit hohem Transversalimpuls als Endzustände (z.B.  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ ). Da Myonen einen geringen Wechselwirkungsquerschnitt mit den in den Kalorimetern verwendeten Materialien besitzen, ist es möglich, ihr  $p_T$  außerhalb der Kalorimeter zu bestimmen. Deshalb sind bei ATLAS in der äußersten Lage Myonkammern angebracht, die

einen Bereich der Flugbahn  $d$  von 6.5m abdecken. Da der relative Fehler vom  $p_T$  umgekehrt proportional zu  $d^2$  ist und nur proportional zum Auflösungsvermögen des Detektors, kann der Transversalimpuls der Myonen mit den Myonkammern etwa 3 Mal genauer bestimmt werden, als mit dem *Inner Detector*.

Das Transversalimpulsauflösevermögen des SCT aus (2.5) folgendermaßen abgeschätzt werden: das Magnetfeld beträgt 2T, das Auflösungsvermögen  $\sigma_{\text{Modul}}$  der Module beträgt 25 $\mu\text{m}$ . Die Sehne der Kreisbahn  $d$  ist der Abstand zwischen der innersten und äußersten Lage des SCT und beträgt somit 28cm. Primärvertices können mit  $N=4$  Spurpunkten bestimmt werden. Es ergibt sich somit für den SCT

$$\left( \frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \right)_{\text{SCT}} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot p_T [\text{GeV} / c] \quad (2.6)$$

Der Transversalimpuls eines mit  $p_T=100\text{GeV}/c$  kann somit mit dem SCT alleine mit einem relativen Fehler von 20% bestimmt werden. In ATLAS erfolgt allerdings die Spurrekonstruktion aus den Daten des gesamten *Inner Detector*. Durch die Hinzunahme der Spurpunkte des Pixel Detektors und des TRT wird die Impulsauflösegenauigkeit um einen Faktor 5 erhöht:

$$\left( \frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \right)_{\text{InnerDetector}} = 4 \cdot 10^{-4} \cdot p_T [\text{GeV} / c] \quad (2.7)$$

Für ein geladenes Teilchen mit einem Impuls von 500GeV/c hat die Transversalimpulsbestimmung einen relativen Fehler von 20%.

# Kapitel 3

## Detektoren

### 3.1 Wechselwirkung ionisierender Teilchen mit Silizium

Ionisierende Teilchen können bei ihrem Durchtritt durch Materie auf verschiedene Arten wechselwirken:

- 1.) Inelastische Streuung
- 2.) Elastische Streuung
- 3.) Bremsstrahlung
- 4.) Cherenkov Strahlung
- 5.) Übergangsstrahlung (falls der Brechungsindex anisotrop ist)

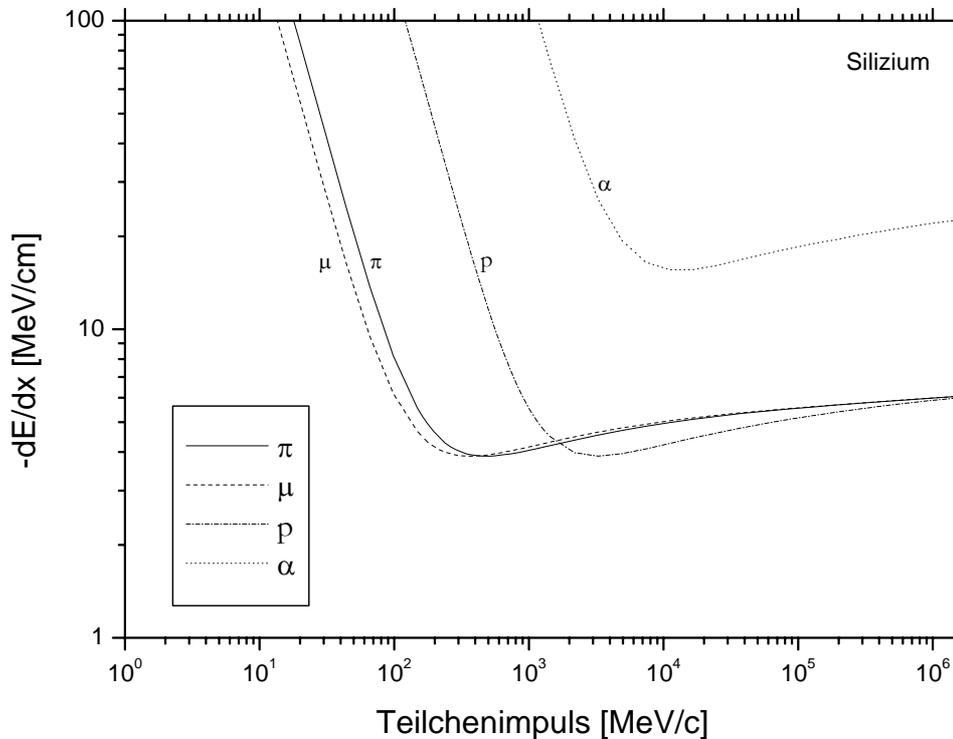
Der Teilchennachweis in Siliziumdetektoren beruht auf inelastischer Streuung. Durch sie werden Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband gehoben. Ein Elektron-Loch-Paar ist entstanden. Diese Ladungen können dann in einem elektrischen Feld zu den Elektroden driften und nachgewiesen werden.

Die mittlere Energie, die ein hochenergetisches geladenes Teilchen im Detektor deponiert, lässt sich mit der Bethe-Bloch Formel beschreiben. Für den Energieverlust  $dE$  eines Teilchens auf dem Wegstück  $dx$  gilt [LE94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta(\gamma) \right] \quad (3.1)$$

dabei ist  $z$  die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung.  $\beta$  ist wie gewöhnlich der Quotient aus Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .  $r_e$  und  $m_e$  sind der klassische Elektronenradius und die Elektronenmasse.  $Z$ ,  $A$  und  $\rho$  sind die Kernladungszahl, die Kernmasse und die Dichte des Detektors.  $N_a$  und  $c$  stehen für die Avogadrokonstante und die Lichtgeschwindigkeit.

$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}$  ist die maximale kinetische Energie, die bei einem einzelnen Stoß übertragen werden kann.  $M$  ist die Masse des einfallenden Teilchens.  $I$  repräsentiert das effektive Ionisationspotential, für Silizium beträgt es 173eV.  $\delta(\gamma)$  berücksichtigt den Dichteeffekt, der für Energien größer 50GeV den relativistischen Anstieg unterdrückt.  $dE/dx$  als Funktion des Impulses des einfallenden Teilchens ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Für einen 285 $\mu$ m dicken Absorber findet man eine minimal ionisierende Energie von 110keV.



**Abbildung 3.1**  $dE/dx$  in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls für verschiedene einfallende Teilchen. Berechnet nach [LE94].

Allerdings gilt diese Formel nur, wenn die gesamte vom ionisierenden Teilchen abgegebene Energie im Detektor verbleibt. Hochenergetische Elektronen, sogenannte  $\delta$ -Elektronen, können aber den Festkörper verlassen und ihre Energie kann somit nicht nachgewiesen werden. Es ergibt sich somit eine niedrigere Energie. Prozentual macht sich dieser Energieverlust stärker bemerkbar, je dünner der Absorber ist. Bei der Dicke der SCT-Sensoren von  $285\mu\text{m}$  muss er berücksichtigt werden. Dies führt zu einem minimalen Energieverlust von  $85\text{keV}$  [WI98].

Die Bethe-Bloch Formel gibt nur den mittleren Energieverlust an. Der gesamte Energieverlust ergibt sich aus der Summe vieler Einzelprozesse. In dicken Materialien kommt es zu vielen aufeinanderfolgenden Stoßprozessen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den gesamten Energieverlust ist nach dem zentralen Grenzwertsatz gaußförmig. In dünnen Absorbieren kommt es allerdings seltener zu Stößen, oder gar nur zu einem einzigen Stoßprozess. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $p(\Delta E)$  hierfür ist asymmetrisch und hat einen Ausläufer für hohe Energieverluste. Mit der normierten Abweichung  $\lambda = (\Delta E - \Delta E_{mp}) / \xi$  vom wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta E_{mp}$ , mit

$\xi = 4\pi N_a r_c^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2}$ , ergibt sich eine landauförmige Wahrscheinlichkeitsverteilung

[LE94]:

$$p(\Delta E) = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-u \cdot \ln(u) - \lambda u} \sin(\pi \cdot u) du \quad (3.2)$$

Eine gute Näherung ist gegeben durch :

$$p(\Delta E) = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) \quad (3.3)$$

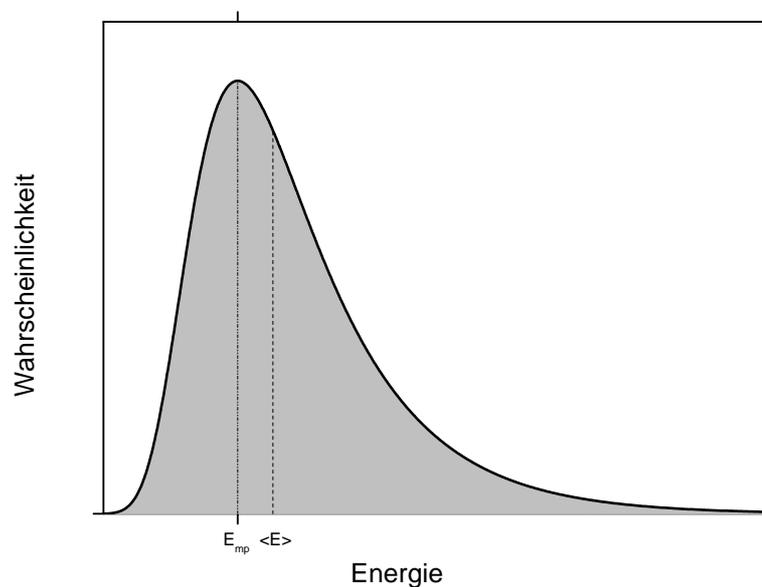


Abbildung 3.2: Landauverteilung.

Die Landauverteilung stellt nur eine Näherung dar, so hat sie z.B. bei Energien, die höher als die Energie des einfallenden Teilchens sind, immer noch eine endliche Wahrscheinlichkeit, was natürlich gar nicht möglich ist. Für reale Systeme muss die Landauverteilung durch die Energie des einfallenden Teilchens nach oben hin begrenzt werden. Die im Mittel deponierte Energie  $\langle E \rangle$  ist aufgrund der Asymmetrie höher als die Wahrscheinlichste im Absorber deponierte Energie  $E_{mp}$  (s. Abb. 3.2).

Durch die Wechselwirkung ionisierender Teilchen mit den Hüllenelektronen des Siliziums entstehen Elektron-Loch-Paare. Ihre Anzahl  $N$  wird gegeben durch

$$N = \frac{E_{dep}}{E_{e/h}} \quad (3.4)$$

mit  $E_{\text{dep}}$  der im Sensor deponierten Energie.  $E_{e/h}$  ist die Energie die benötigt wird, eine Elektron-Loch Paar zu erzeugen. Sie beträgt für Silizium 3.6eV [HA02]. Man kann somit für ein minimal ionisierendes Teilchen in Silizium bei einer Sensordicke von 285 $\mu\text{m}$  etwa 24.000 Elektron Loch Paare erwarten.

Größe	Variable	Wert
Kernladungszahl	Z	14
Atomgewicht	A	28.08 amu
Dichte	$\rho$	2.33 g/cm <sup>3</sup>
Strahlungslänge	$X_0$	93.6 mm
Dielektrische Konstante	$\epsilon_r$	11.9
Bandlücke	$E_g$	1.11 eV
Ionisationsenergie	$E_{e/h}$	3.6 eV
Elektronen Mobilität	$\mu_e$	1350 cm <sup>2</sup> /V/s
Loch Mobilität	$\mu_h$	480 cm <sup>2</sup> /V/s
Diffusionskonstante Elektronen	$D_e$	34.6 cm <sup>2</sup> /s
Diffusionskonstante Löcher	$D_h$	12.3 cm <sup>2</sup> /s
Längenausdehnungskoeffizient	$\alpha$	2.5·10 <sup>-6</sup> /K

Tabelle 3.1 Eigenschaften von Silizium bei 300K

### 3.2 Prinzip der Ladungssammlung

Um zu verhindern, dass die generierten Elektronen und Löcher rekombinieren, ist es wichtig, dass keine weiteren freien Ladungsträger im Silizium Kristall existieren. Das wird beim ATLAS SCT durch einen p-n Übergang erreicht der in Sperrichtung betrieben wird. Dabei ist die Sperrspannung so groß zu wählen, dass sich die Verarmungszone über die gesamte Detektordicke erstreckt. Im Elektrischen Feld driften Elektronen und Löcher zu den entgegengesetzten Elektroden.

Die Ausdehnung der Verarmungszonen eines p-n Übergangs ergibt sich aus den Dotierungen der p- und der n-Schicht. In der Schottky Näherung, d.h. man geht von einem abrupten Übergang von p-dotierten in n-dotierten Kristall aus, wird die Ausdehnung der Verarmungszone in senkrechter Richtung zum Übergang im n-dotierten Bereich durch

$$d_{n0} = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 U_{\text{diff}}}{e} \cdot \frac{N_a / N_d}{N_a + N_d}} \quad (3.5)$$

beschrieben.  $U_{\text{diff}}$  ist die Diffusionsspannung  $N_a$  die Dotierkonzentration der Akzeptoren im p-dotierten Bereich  $N_d$  die Dotierkonzentration der Donatoren im n-dotierten Teil des Kristalls. Die Elementarladung wird durch  $e$ , die Influenzkonstante durch  $\epsilon_0$  und die Dielektrizitätskonstante durch  $\epsilon_r$  beschrieben. Für typische Dotierkonzentrationen reicht die Raumladungszone weniger als 1  $\mu\text{m}$  in den n-dotierten Kristallteil hinein. Die Ladung,

die in dieser Verarmungszone durch ein minimal ionisierendes Teilchen entsteht, ist viel zu klein um sie nachweisen zu können.

Durch das Anlegen einer äußeren Spannung  $U_{\text{bias}}$  in Sperrichtung kann die Verarmungszone vergrößert werden. Die Ausdehnung der Raumladungszone  $d_n$  in den n-dotierten Bereich berechnet sich zu

$$d_n(U_{\text{Bias}}) = d_{n0} \cdot \sqrt{1 - U_{\text{Bias}} / U_{\text{diff}}}, \quad (3.6)$$

wobei  $U_{\text{Bias}}$  in Sperrichtung negativ ist. Im Atlas SCT werden hochdotierte  $p^+$ -Streifen in einem hochohmigen n-Substrat verwendet,  $N_a$  ist also sehr viel größer als  $N_d$ . Somit ergibt sich die Depletionsspannung  $U_{\text{det}}$ , bei der der gesamte Detektor der Dicke  $d_{\text{det}}$  verarmt ist zu

$$U_{\text{det}} = \frac{eN_d d_{\text{det}}^2}{2\epsilon_r \epsilon_0}. \quad (3.7)$$

Bei einer Donatorkonzentration von  $10^{12}/\text{cm}^3$  kann man einen  $285\mu\text{m}$  dicken Sensor mit einer Sperrspannung von  $60\text{V}$  komplett verarmen. Somit sind die Voraussetzungen erfüllt, die gesamte durch ein ionisierendes Teilchen entstandene Ladung zu sammeln.

Bei angelegter Sperrspannung fließt durch den p-n-Übergang ein Leckstrom  $I_{\text{leak}}$ . Er nimmt stark mit der Temperatur  $T$  des Detektors und der Sperrspannung zu und hat für SCT Sensoren folgende empirisch bestimmte Abhängigkeiten:

$$I_{\text{leak}}(U_{\text{bias}}; T) \sim T^2 \exp\left(-\frac{1.2\text{eV}}{k_B T}\right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eU_{\text{bias}}}{k_B T}\right) - 1\right]. \quad (3.8)$$

Somit kann der Leckstrom durch Abkühlen des Sensors verringert werden. Damit nicht der Leckstrom, sondern nur das zeitlich kurze Signal eines ionisierenden Teilchens in den Eingang des Verstärkers fließt, wird ein Hochpassfilter verwendet: Der  $p^+$ -Streifen wird über einen hochohmigen Widerstand mit Masse verbunden. Die Verbindung zum Vorverstärker erfolgt über eine Kapazität, Ladungspulse können in den Eingang des Verstärkers koppeln. Die Signalverarbeitung wird in Kapitel 4 beschrieben.

Im Feld der angelegten Sperrspannung driften die generierten Elektronen und Löcher zur Rückseite bzw. zu den p-Streifen des Detektors. Es wird natürlich mit voll verarmten Sensoren gearbeitet somit ist  $U_{\text{bias}} > U_{\text{det}}$  der Diffusionsspannung. Das elektrische Feld hat hierbei die Größe

$$E(x) = \frac{U_{\text{bias}} + U_{\text{det}}}{d_{\text{det}}} - \frac{2U_{\text{det}}x}{d_{\text{det}}^2}. \quad (3.9)$$

$x$  gibt den Abstand zum  $p^+$ -Streifen an. Die Driftbewegung wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben.

$$\frac{dx}{dt} = \mu_h E(x). \quad (3.10)$$

Durch Integration erhält man:

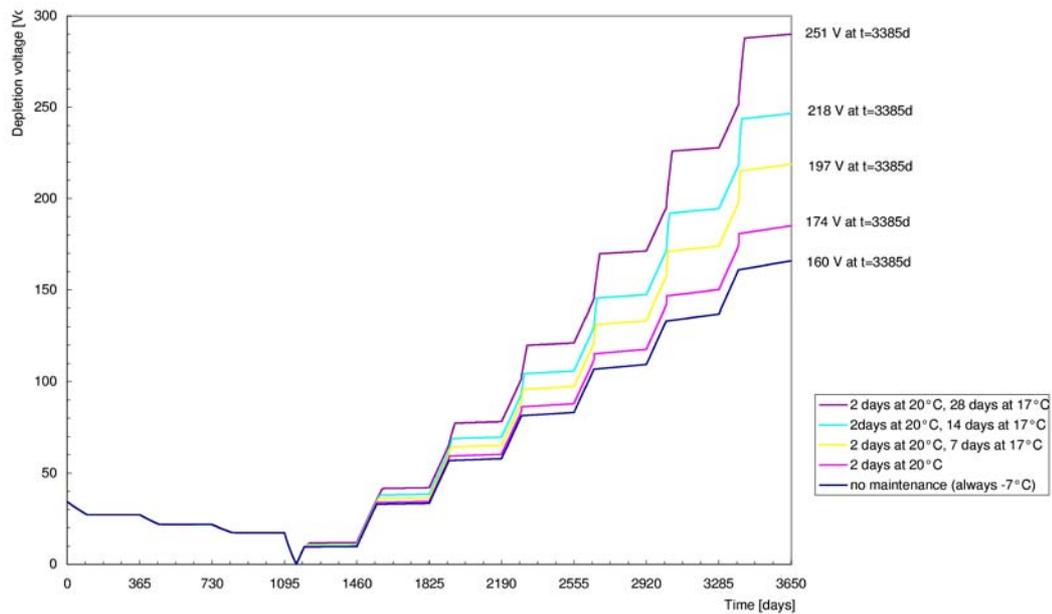
$$t_h(x) = \frac{d_{\text{det}}^2}{2\mu_h U_d} \ln \left( \frac{(U_{\text{bias}} + U_{\text{det}}) \cdot d_{\text{det}}}{(U_{\text{bias}} - U_{\text{det}}) \cdot d_{\text{det}} + 2U_{\text{det}} x} \right). \quad (3.11)$$

Bei einer Verarmungsspannung von 60V und einer Biasspannung von -150V ergibt sich für eine Sensordicke von 300 $\mu\text{m}$  eine maximale Driftzeit von 12ns.

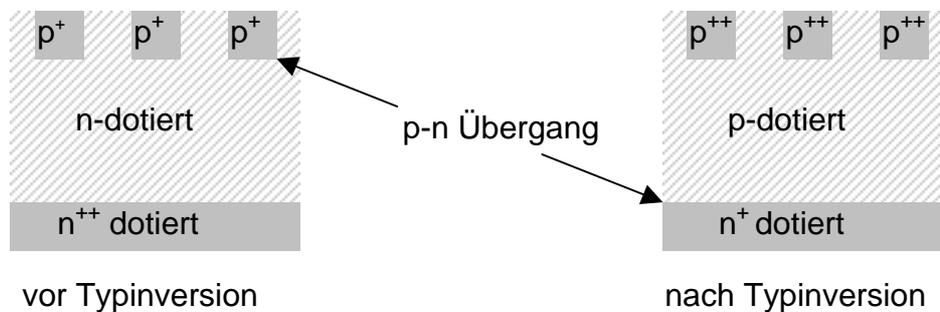
### 3.3 Strahlenschäden

Am LHC werden Protonen in Paketen von je  $10^{11}$  Protonen in einem links- und einem rechtslaufenden Strahl gespeichert. Der typische Abstand zweier solcher Pakete beträgt 7.5m. Mit einer Rate von 40MHz werden diese Pakete an den Kollisionspunkten aufeinandergelenkt. Dabei treten einige inelastische Streuungen auf, aus denen eventuell physikalisch interessante Schlüsse gezogen werden können. Gleichzeitig kommt es aber auch zu elastischer Proton-Proton Streuung, wobei diese Protonen ebenfalls die Spurkammern durchfliegen können. Das Verhältnis von Spuren aus inelastischer Streuung zu Spuren aus elastischer Streuung beträgt etwa 1:100. Dies erschwert zum einen die Spursuche der physikalisch interessanten Teilchen. Zum anderen können diese Protonen Schäden in den Sensoren oder auch der Ausselektronik verursachen. Für eine integrierte Luminosität von  $10^{42}/\text{cm}^2$ , die man in etwa 10 Jahren Betrieb des LHC erreichen wird, entspricht die gesamte Schädigung von geladenen und ungeladenen Teilchen  $1.4 \cdot 10^{14}$  1MeV Neutronen pro  $\text{cm}^2$  [TDR5]. Dabei unterscheidet man prinzipiell zwei verschiedene Mechanismen:

- 1.) Durch ionisierende Prozesse werden Elektron-Loch-Paare generiert. Im Oxid zwischen den p-dotierten- und den Al-Streifen können diese dort nicht frei beweglichen Ladungen zu einer Erhöhung der Dielektrizitätskonstante und somit zu einer Erhöhung der Zwischenstreifenkapazität führen. Diese wirkt sich einerseits negativ auf die Ladungssammlung aus, da nun ein größerer Anteil der am  $p^+$ -Streifen gesammelten Ladung auf die Nachbarstreifen und nicht in den Eingang des Auslesechips koppelt. Des weiteren erhöht sich dadurch die Eingangskapazität des Auslesekanaals, das zu einer Erhöhung des Rauschen führt (vergl. Abschnitt 5.4), und es somit schwieriger macht, das eigentliche Signal vom Rauschen zu trennen.
- 2.) Nicht ionisierende Wechselwirkung eines Protons mit dem Silizium Kristall kann zu Versetzung von Gitteratomen oder zur Elementumwandlung und somit zur Erzeugung von Störstellen führen. Befinden sich die Störstellen energetisch nahe dem Leitungsband, dann können sie Ladungsträger einfangen und erst nach einer gewissen Zeit wieder freigeben. Dies vergrößert die Ladungssammlungszeit, bzw. verringert die Ladungseffizienz des Sensors. Außerdem sorgen die Störstellen zwischen Valenz- und Leitungsband dafür, dass sich auch durch thermische Anregung leichter Elektron-Loch-Paare bilden lassen – der Leckstrom nimmt somit auch zu. Die Gitterschäden, die durch die Protonen erzeugt



**Abbildung 3.3** Verarmungsspannung der Sensoren als Funktion der Zeit. Der integrierte Fluss nach 10 Jahren (= 3650 Tagen) entspricht  $1.4 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ . Die Sensoren werden in dieser Zeit bei einer Temperatur von  $-7^\circ C$  betrieben. Verschiedene Wartungsszenarien sind angegeben. Der SCT soll zwei Tage bei  $20^\circ C$  aufgewärmt werden und danach auf  $17^\circ C$  konstant gehalten werden. Die angenommene Sensordicke ist  $300\mu m$  [TDR5].



**Abbildung 3.4** Typinversion durch Strahlenschäden. Zunächst befindet sich der p-n-Übergang zwischen Streifen auf der Oberseite und dem Substratmaterial. Nach der Typinversion ist er zwischen dem nun p+-dotierten Substratmaterial und der n+dotierten Rückseite.

werden, sind überwiegend Akzeptoren [Gi92]. Die effektive Dotierkonzentration  $N_{eff}$  ändert sich somit im Laufe der Zeit.  $N_{eff}$  des Substratmaterials nimmt nach dem Start des LHC immer mehr ab, bis es schließlich zu einer Typinversion kommt, d.h. das Substrat Material wird p-leitend. Dies wird nach einem Fluss von  $1.2 \cdot 10^{13} n_{eq}/cm^2$  stattfinden. Somit wird der p<sup>+</sup>-n Übergang direkt am p-dotierten Streifen zu einen p<sup>+</sup>-p Übergang (Abb. 3.4). Mit ihm ist es nicht mehr möglich, den Sensor zu depletieren und die notwendige Ausdehnung der

Verarmungszone über den gesamten Sensor zu erreichen. Da die Rückseite des Detektors stark  $n^+$  dotiert ist, entsteht nun hier ein  $p$ - $n^+$  Übergang. Die Raumladungszone kann sich von der Rückseite des Sensors her über die gesamte Detektordicke erstrecken. Die Polarität der angelegten Verarmungsspannung muss im Vergleich zu den unbestrahlten Sensoren nicht geändert werden.

Die durch Strahlenschäden entstandene effektive Dotierkonzentration ist zeitlich nicht konstant, sondern kann sich durch die Beweglichkeit der Störstellen noch verändern. Dabei spielen zwei Prozesse mit unterschiedlichen Zeitkonstanten eine wichtige Rolle:

Beim sogenannten *benefit annealing* gelangen verschobene Gitteratome durch thermische Anregung wieder zurück auf ihren Gitterplatz. Dieser Prozess läuft bei höheren Temperaturen schneller ab, die Zeitkonstante bei einer Sensortemperatur von  $-7^\circ\text{C}$  beträgt etwa zwei Wochen.

Beim sogenannten *reverse annealing* hängt die Änderung der effektiven Dotierdichte  $\Delta N_{\text{eff}}$  nicht nur vom Fluss  $\Phi$ , sondern auch von der Sensortemperatur  $T$  und der Zeit  $t$  ab.

Es ergibt sich insgesamt für die Änderung der Dotierkonzentration [LI01]:

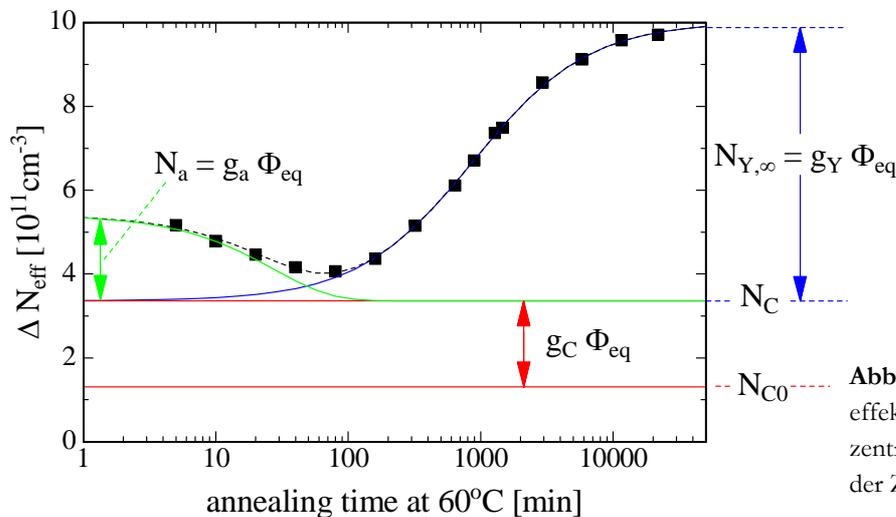
$$\Delta N_{\text{eff}}(\Phi, T, t) = N_A(\Phi, T, t) + N_C(\Phi) + N_Y(\Phi, T, t). \quad (3.12a)$$

$$N_A(\Phi, T, t) = g_A \cdot \Phi \cdot \exp(-t / \tau_A) \quad (3.12b)$$

$$N_C(\Phi) = N_{C0}(1 - e^{-c\Phi}) + g_C \Phi. \quad (3.12c)$$

$$\text{und } N_Y(\Phi, T, t) = g_Y \cdot \Phi \cdot \left( 1 - \frac{1}{k \cdot \Phi \cdot \exp(-E_\gamma / k_B T) t} \right). \quad (3.12d)$$

Um das *reverse annealing* möglichst zu Unterdrücken aber noch vom *benefit annealing* zu profitieren, werden die Sensoren des SCT bei einer Temperatur von  $-7^\circ\text{C}$  betrieben.



**Abb. 3.5** Änderung der effektiven Dotierkonzentration als Funktion der Zeit

### 3.4 SCT Endkappen Sensoren

Für die Sensoren des ATLAS SCT wird ein 285µm dickes n-dotiertes Silizium Substrat verwendet. Es ist hochohmig, d.h. die Dotierkonzentration ist gering, um es mit möglichst niedrigen Spannungen über die gesamte Dicke depletieren zu können. Die p<sup>+</sup>-Streifen werden an der Oberseite implantiert (Abb. 3.6). Ihre Breite beträgt 18µm, ihre Länge etwa 6cm. Sie verlaufen unter einem Winkel zueinander, damit sie, wenn sie auf die Endkappen montiert sind, radial zur Strahlröhre stehen. Damit der Leckstrom der einzelnen p-n Übergänge abfließen kann, sind die p<sup>+</sup>-Streifen über polykristalline 1.25MΩ Widerstände mit einem auf *ground* liegenden Ring verbunden, der die gesamte sensitive Fläche des Detektors umgibt. An der Außenkante des Detektors befindet sich der Biasring, der mit der metallisierten Rückseite verbunden ist und somit auf dem Potential der Biasspannung liegt. Da der Abstand zum *ground*-Ring nur etwa 800µm beträgt befinden sich zwischen Bias- und *ground*-Ring sogenannte *guard*-Ringe, deren Aufgabe es ist, das Potential definiert abfallen zu lassen um Durchbrüche zu verhindern.

Die Oberfläche des Sensors ist mit einer SiO<sub>2</sub>-Schicht passiviert. Auf dieser Schicht sind über p<sup>+</sup>-Streifen Aluminium Streifen aufgebracht. Das Oxid wirkt somit als Dielektrikum zwischen zwei Platten eines Kondensators. Zusammen mit den Widerständen an den Streifenenden bilden diese Kapazitäten die Hochpassfilter, um Signal vom Leckstrom zu trennen.

Die Rückseite des Sensors ist stark n<sup>++</sup>-dotiert, um nach der Typinversion des Substratmaterials von der Rückseite aus depletieren zu können. Die Kontaktierung mit dem positiven Pol der Hochspannung erfolgt über eine vollflächig aufgebrachte Aluminium Schicht.

Um die drei Ringe auf den Rädern der Endkappen zu bilden werden fünf geometrisch verschiedene Sensoren eingesetzt. Ihre Bezeichnungen finden sich in Tabelle 3.2. Der Buchstabe W steht für das englische Wort *wedge* (keilförmig).

Alle Sensoren sind 285µm dick. Sie werden von den Firmen Hamamatsu und CiS hergestellt. Hamamatsu verwendet n-dotiertes Substratmaterial, CiS reichert das n-dotierte Substratmaterial noch mit Sauerstoff an. Dies führt zu einem kleineren Wert der Materialkonstante  $g_\gamma$  aus Formel 3.12d. Dadurch wird die effektive Dotierkonzentration langsamer mit dem Fluss erhöht, und der Effekt des *reverse annealing* ist schwächer. Nach Bestrahlung mit  $2 \cdot 10^{14}$  24-GeV Protonen/cm<sup>2</sup>, was in etwa 10 Jahren LHC entspricht, wurde für sauerstoffangereicherte Sensoren eine um 80V niedrigere Verarmungsspannung gemessen [AN01].

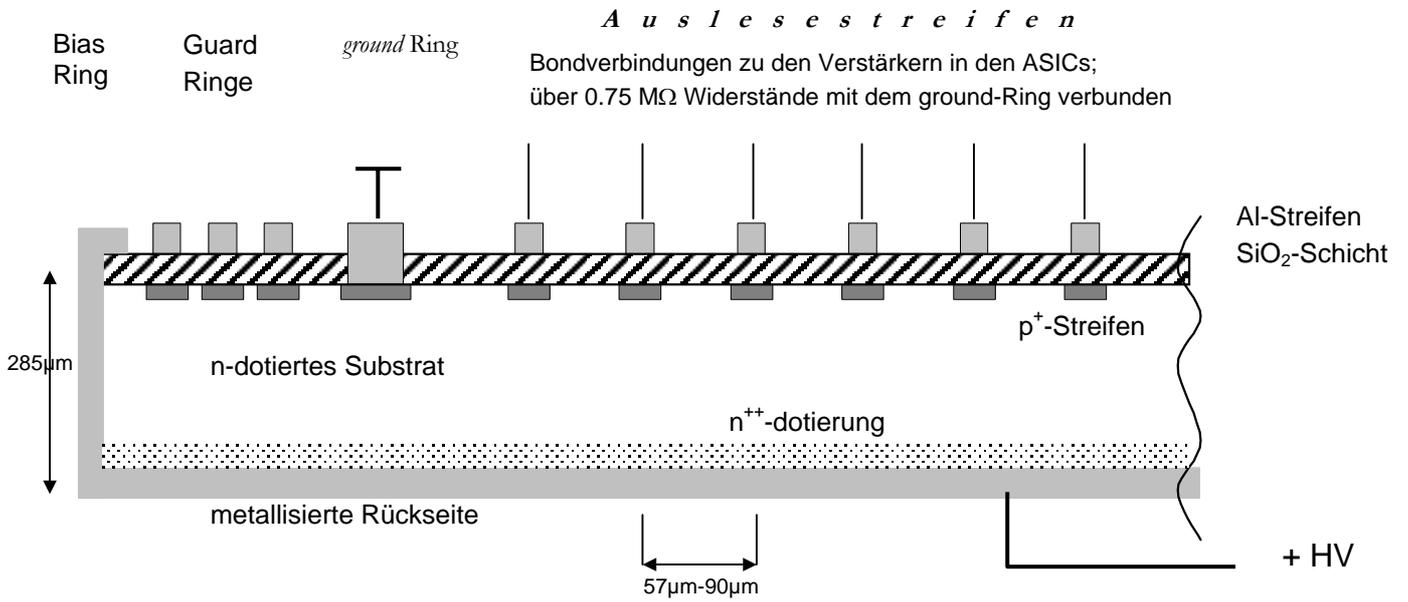


Abb. 3.6a Schnitt durch eine SCT-Detektor (nicht maßstabsgetreu)

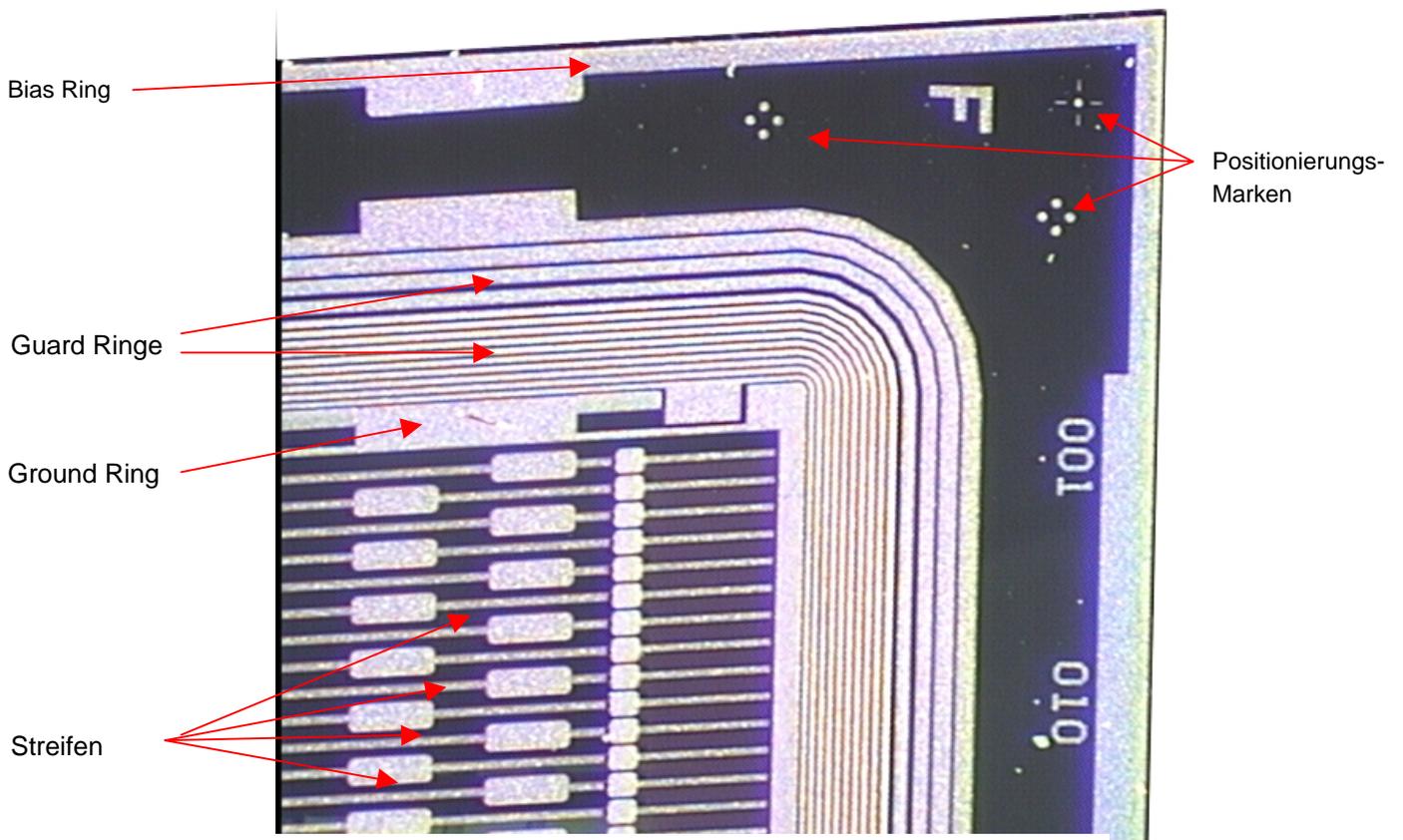


Abb. 3.6b Ecke eines SCT Sensors.

Modultyp	Bezeichnung	Streifenlänge [mm]	Sensorbreite [mm]	Streifenabstand [ $\mu\text{m}$ ]	
				$P_{\text{Min}}$	$P_{\text{Max}}$
Inneres	W12	59.100	49.212	54	69
Mittleres	W21	63.125	59.532	69	82
	W22	52.475	69.110	82	92
Äußeres	W31	63.580	59.156	71	81
	W32	55.555	66.834	81	90

**Tabelle 3.2** Sensoren für den ATLAS SCT

Das räumliche Auflösungsvermögen, das mit diesen Sensoren in den Detektormodulen erreicht werden kann, lässt sich folgendermaßen abschätzen: die Streifen der Oberseite haben zu den Streifen der Unterseite einen Winkel von  $\alpha=40\text{mrad}$ . Die Schnittpunkte bilden ein rautenförmiges Muster. Der Abstand der Schnittpunkte senkrecht zur Streifenrichtung  $p_x$  beträgt somit

$$p_x = \frac{p}{\sin \alpha}. \quad (3.13)$$

wobei  $p$  der Streifenabstand auf einer Seite ist.

Für den Abstand der Schnittpunkte in Streifenrichtung gilt:

$$p_y = \frac{p}{\cos \alpha}. \quad (3.14)$$

Die Auflösung  $\sigma$  in hängt vom Schnittpunktabstand  $p$  ab:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} q^2 dq} = \frac{p}{\sqrt{12}}. \quad (3.15)$$

Für  $p=80\mu\text{m}$  ergibt sich senkrecht zur Streifenrichtung ein Auflösungsvermögen von  $\sigma_x=23\mu\text{m}$ . In Streifenrichtung beträgt die Auflösung  $\sigma_y=577\mu\text{m}$ .

### 3.5 Kapazität eines Detektorstreifens

Die Kapazität der Detektorstreifen ist eine wichtige Größe für das elektronische Rauschen des Detektor-Verstärker-Systems (s. Kapitel 4 und 5). Für eine Betrachtung der Streifenkapazität  $C_S$  ist es sinnvoll sie als Summe der Kapazitäten des Streiffens zur Sensorrückseite  $C_{SR}$  und zu den Nachbarstreifen  $C_{SS}$  auszudrücken.

$$C_S = C_{SR} + C_{SS}. \quad (3.16)$$

Nach [BA94] ergibt sich die Kapazität zur Rückseite durch

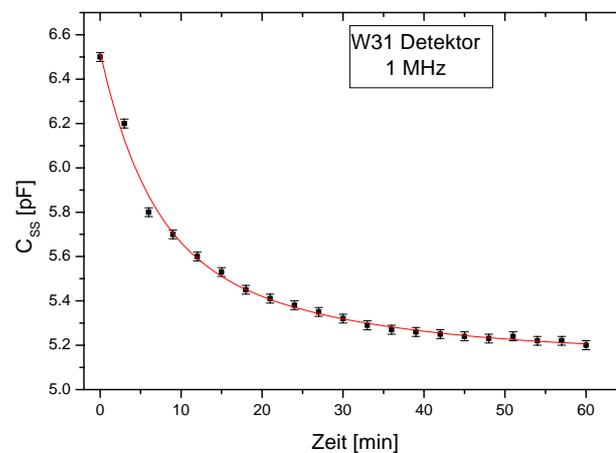
$$C_{SR} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{p}{d} \frac{1}{1 + \frac{p}{d} f\left(\frac{b}{p}\right)}, \quad (3.17a)$$

$$f(x) \approx -0.00111x^{-2} + 0.0586x^{-1} + 0.240 - 0.651x + 0.355x^2, \quad (3.17b)$$

$d$  ist die Sensordicke,  $b$  die Streifenbreite und  $p$  der Streifenabstand.

Der Ausdruck (3.17a) besteht aus dem Produkt der Kapazität eines Plattenkondensators der Breite  $p$  und dem Plattenabstand  $d$  und einem Korrekturfaktor, der berücksichtigt, dass die Streifen nicht die gesamte Vorderseite bedecken.

Die Zwischenstreifenkapazität wurde mit Hilfe eines LCR-Meters gemessen. Dazu wurden auf beiden Seiten eines Streifens je drei Nachbarstreifen kurzgeschlossen und bei einer Spannung von 150V mit einer Frequenz von 1MHz gemessen. Dies wurde für W12, W31 und W32 Detektoren durchgeführt. In Abbildung 3.7 ist zu sehen, dass die Zwischenstreifenkapazität zeitabhängig ist. Dies wird durch statische Aufladung des Oxids zwischen Aluminium- und  $p^+$ -Streifen verursacht. Durch Anlegen der Sperrspannung an den Sensor, wird das Oxid wieder entladen, die Zwischenstreifenkapazität sinkt. Die Werte für W21 und W22 wurden aus den Werten der Detektoren für das äußere Modul extrapoliert.



**Abbildung 3.7** Zwischenstreifenkapazität für einen W32 Sensor bei 150V. Drei Nachbarstreifen auf jeder Seite sind miteinander kurzgeschlossen.

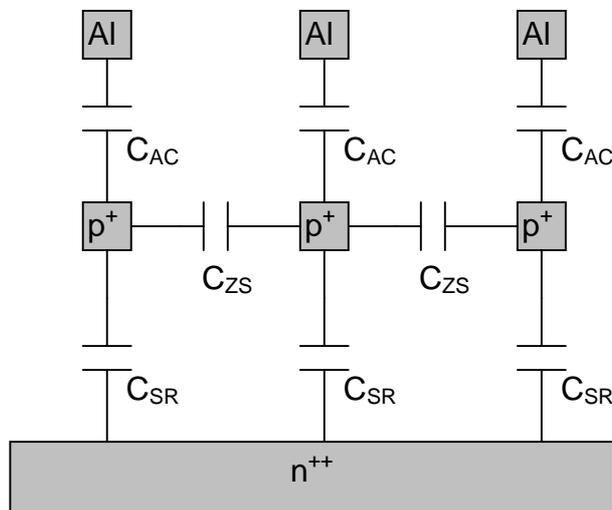
	Streifenabstand			d [ $\mu\text{m}$ ]	$\langle l \rangle$ [cm]	$C_{\text{SR}}$ [pF]	$C_{\text{SS}}$ [pF]	$C_{\text{S}}$ [pF]
	$p_{\text{min}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$p_{\text{max}}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$p_{\text{Mittel}}$					
W12	54	69	62	285	6.11	1.34	5.76	7.10
W21	69	82	76	285	6.11	1.56	4.81	6.37
W22	82	92	87	285	5.44	1.56	3.62	5.18
W31	71	81	76	285	6.55	1.69	5.14	6.83
W32	81	90	86	285	5.75	1.63	3.81	5.44

**Tabelle 3.3** Kapazitäten der Silizium Streifendetektoren des ATLAS SCT

Die Kapazität  $C_{\text{AC}}$  zwischen  $p^+$ -dotierten Streifen und dem Aluminiumstreifen auf der Sensoroberfläche ist laut Spezifikation [DETQA] größer als  $20\text{pF/cm}$ . Wird am  $p^+$ -dotierten Streifen die Ladung  $Q_{\text{p}}$  gesammelt koppelt in den Aluminiumstreifen die Ladung  $Q_{\text{MS}}$ .

$$Q_{\text{MS}} = Q_{\text{p}} \frac{C_{\text{AC}}}{C_{\text{AC}} + C_{\text{SS}} + C_{\text{SR}}}, \quad (3.18)$$

und beträgt somit etwa 95% der am  $p^+$ -Streifen gesammelten Ladung für alle Detektortypen.



**Abb. 3.8** Kapazitätsnetzwerk eines Streifendetektors. Die Kapazität zu den Nachbarstreifen  $C_{\text{SS}}$  ist ein Funktion der Kapazität zwischen zwei benachbarten Streifen  $C_{\text{ZS}}$ .



# Kapitel 4

## Ausleseelektronik

### 4.1 Einleitung

Die Signale minimal ionisierender Teilchen sind in 285 $\mu\text{m}$  dicken Silizium mit 3.9 fC sehr klein und müssen deshalb so nahe wie möglich am Streifen verstärkt und verarbeitet werden. Deshalb befinden sich die Auslesechips direkt an den Enden der Streifen. Somit sind sie wie die Sensoren einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt. Das zeitliche Auflösungsvermögen für 3.5fC Signale soll 50ns betragen. Dies reicht aus, obwohl Proton-Proton Kollisionen alle 25ns stattfinden. Denn die Wahrscheinlichkeit, dass der ATLAS Detektor im Abstand von 25ns zweimal ausgelesen wird, beträgt  $2.5 \cdot 10^{-3}$ . Die Wahrscheinlichkeit, dass dabei dann auch noch zwei Teilchen nacheinander durch den selben Streifen fliegen liegt bei  $2.5 \cdot 10^{-6}$ . Alle anfallenden Daten müssen für 3.3 $\mu\text{s}$  gespeichert werden um auf die Level 1 Trigger Entscheidung zu warten.

Der ABCD [DA01] (ATLAS Binary Chip DMILL) ASIC kann die Signale von je 128 Streifen verarbeiten. Er besitzt eine binäre Ausleseelektronik: jeder Kanal besteht im analogen *Front End* aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Pulsformer und einem Komparator. Ist das Signal nach dem Pulsformer größer als die Schwelle, die am Komparator eingestellt ist, wird eine 1 in ein 132 Bit tiefes Schieberegister geschrieben, ist das Signal kleiner, eine 0. Die Vorteile der binären Auslese sind die Datenreduktion und somit eine einfachere Datenübertragung. Ein Nachteil ist, dass sogenanntes *Common Mode Noise* (engl.: Gleichtaktrauschen, s. Abschnitt 6.2.2) nicht mehr korrigiert werden kann

### 4.2 Prinzip der Signalverarbeitung

#### 4.2.1 Der Ladungsempfindliche Vorverstärker

Die Aluminium Streifen der Detektoren sind mittels Drahtbondverbindungen mit den Eingängen der ASICs verbunden. Der ladungsempfindliche Vorverstärker wird aus einem Operationsverstärker, dessen Eingang mit dem Ausgang durch eine Kapazität  $C_F$  rückgekoppelt ist, gebildet. Im Idealfall einer unendlichen Verstärkung gilt dabei für den Eingangsstrom  $I_{V;E}$  und den Ausgangsstrom  $I_{V;A}$  und der Ausgangsspannung  $U_{V;A}$

$$I_{V;E} = -I_{V;A} = -C_F \frac{dU_{V;A}}{dt}. \quad (4.1)$$

Daraus folgt für  $U_{V;A}$

$$U_{V;A}(t) = -\frac{1}{C_F} \int_0^t I_{V;E} dt = -\frac{Q_{V;E}(t)}{C_F}. \quad (4.2)$$

Die Ausgangsspannung ist somit proportional zur Ladung  $Q_{V;E}$ , die auf dem Kondensator  $C_F$  gesammelt wird. Diese ist wiederum proportional zu der im Sensor generierten Ladung. Die Entladezeit des Rückkoppelkondensators ist gegeben durch als Produkt aus der Gesamtkapazität  $C_{tot}$  und dem Rückkoppelwiderstand

$$\tau = R_F \cdot C_{tot}. \quad (4.3)$$

$C_{tot}$  ist die Summe aus der Kapazität des Detektorstreifen  $C_s$ , der Kapazität des Chipeinganges  $C_v$  und verschiedener parasitärer Kapazitäten wie z.B. die Kapazität der Bonddrähte.

#### 4.2.2 Shaper

Für den Auslesechips des ATLAS-SCT liegt die Entladezeit  $\tau$  bei etwa  $1.5\mu s$ , dies erlaubt die gesamte Ladung, die von einem ionisierenden Teilchen generiert wird, auf dem Koppelkondensator zu sammeln. Allerdings wird zwischen zwei Teilchen ein zeitliches Auflösungsvermögen von  $50ns$  benötigt. Durchfliegen zwei Teilchen in Abstand von  $50ns$  den gleichen Streifen, addiert sich die von beiden Teilchen generierte Ladung  $C_F$ : Die Ausgangsspannung des Verstärkers wird zwar größer, aber da die Auslese für den SCT binär ist, kann der Signalzuwachs nicht gemessen werden da er zwischenzeitlich die Schwelle am Komparator nicht unterschritten hat. Man nennt diesen Effekt „*pile up*“. Um dies zu verhindern befindet sich am Ausgang des Ladungsempfindlichen Vorverstärkers ein *shaper*. Im einfachsten Fall wird er durch einen Hochpass, gefolgt von einem Tiefpass der gleichen Zeitkonstante  $\tau$  realisiert.

Die Laplacetransformierte der Ausgangsspannung  $U_{S;A}$  des *shapers* kann aus der laplacetransformierten Ausgangsspannung des Vorverstärkers  $U_{V;A}$  mit Hilfe der komplexen Übertragungsfunktionen  $H_H$ ,  $H_T$  für den Hochpass, bzw. den Tiefpass berechnet werden:

$$L\{U_{S;A}(t)\}(p) = H_H(p)H_T(p)L\{U_{V;A}(t)\} \quad (4.4)$$

$$H_H(p) = \frac{p\tau}{1 + p\tau} \quad (4.5)$$

$$H_T(p) = \frac{1}{1 + p\tau}. \quad (4.6)$$

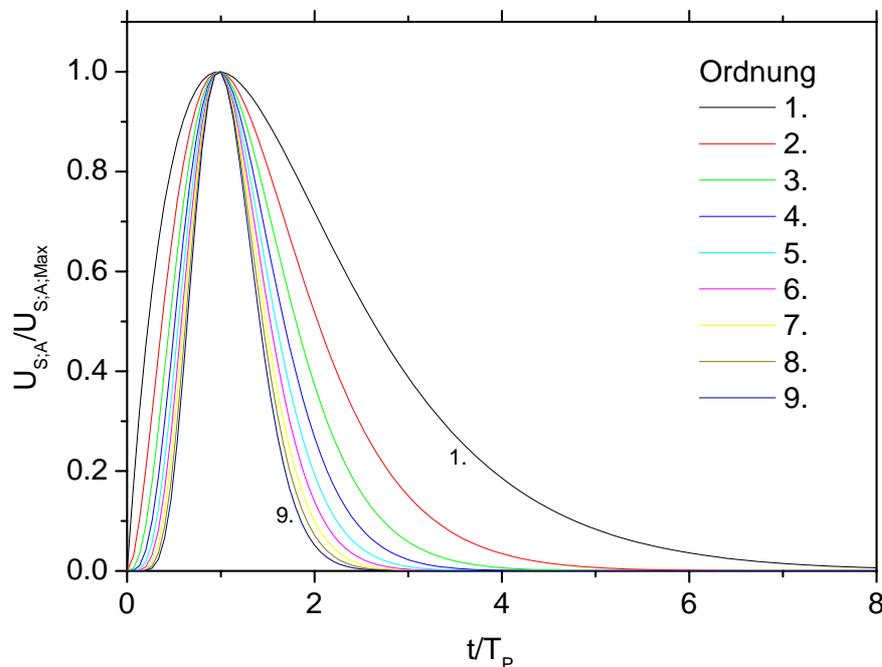
Unter der Annahme, dass das Signal kurz gegen die Entladung des Koppelkondensators  $C_F$  ist, kann die Ausgangsspannung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers durch eine  $\theta$ -Funktion beschrieben werden. Für das Ausgangssignal des *shapers* gilt dann:

$$L\{U_{S;A}(t)\}(p) = \frac{\tau \cdot p}{(1 + \tau \cdot p)^2} \cdot \frac{AQ}{C_{\text{tot}} \cdot p}. \quad (4.7)$$

$$\stackrel{\text{Bronstein}}{\Leftrightarrow} U_{S;A}(t) = \frac{AQ}{C_{\text{tot}}} \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (4.8)$$

mit einer Konstanten A, die von der Verstärkung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers und vom Verhältnis der auf  $C_F$  gesammelten Ladung zur im Detektor erzeugten Ladung abhängt. Der zeitliche Spannungsverlauf am Ausgang des Shapers ist asymmetrisch, nach einem relativ schnellen Anstieg der Ausgangsspannung zum Maximum fällt die Spannung deutlich langsamer ab. Der Spannungsabfall wirkt sich somit auf das zeitliche Auflösungsvermögen aus, da der nächste Puls nur gemessen werden kann, wenn die Spannung wieder auf Null abgefallen ist. Man kann den exponentiellen Verlauf hinter dem Maximum verkürzen, indem man Shaper höherer Ordnung verwendet: man fügt zu dem eben beschriebenen System noch weitere Tiefpässe hinzu. Die Ordnung  $n$  gibt die Zahl der Tiefpässe an. Mit zunehmender Ordnung wird das Ausgangssignal des *shapers* symmetrisch. (s. Abb. 4.1)

$$U_{S;A}(t; n) = \frac{AQ}{C_{\text{tot}} n!} \left(\frac{t}{\tau}\right)^n \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (4.9)$$



**Abbildung 4.1** Ausgangsspannung für *shaper* verschiedener Ordnung. Die Zeit wurde mit der *peaking time* normiert, die Amplitude mit der Maximalen Amplitude. Mit Shapern höherer Ordnung ist es möglich, schärfere Pulse und somit ein besseres zeitliches Auflösungsvermögen zu erhalten.

Die *peaking time*  $t_p$  gibt an, nach welcher Zeit die Ausgangsspannung des *shapers* sein Maximum erreicht hat.

$$t_p = n \cdot \tau. \quad (4.10)$$

Mit zunehmender Ordnung eines *shapers* nimmt der Aufwand und der Platzbedarf zu. Für den Auslesechip des ATLAS SCT wird ein CR-(RC)<sup>3</sup> Pulsformer eingesetzt [DA99]. Somit gilt für die maximale Ausgangsspannung des Pulsformers:

$$U_{S;A}(t = t_p; n = 3) = \frac{9}{2} \cdot \frac{AQ}{C_{\text{tot}}} e^{-3}. \quad (4.11)$$

Für das reale System hat der *shaper* allerdings keine  $\theta$ -Funktion am Eingang anliegen, sondern auf den Anstieg folgt ein langsamer Abfall, da der Rückkopplungskondensator über den parallel geschalteten Widerstand langsam entladen wird. Deshalb zeigt das Ausgangssignal des *shapers* einen sogenannten Unterschwinger, der Spannungspegel fällt unter den Null-Level ab. Dadurch werden direkt folgende Signale zu niedrig bestimmt.

Ein weiteres Problem entsteht, wenn die Ladungssammlungszeit des Detektors und somit die Dauer des Signalanstiegs des Vorverstärkerausgangs im Bereich der Zeitkonstanten des *shapers* ist. Dann beginnt das Shaper-Ausgangssignal schon wieder abzufallen ohne die volle Signalthöhe verglichen mit einem schnell ansteigenden Vorverstärkersignal zu erreichen. Man spricht hierbei von einem „*shaping loss*“.

### 4.2.3 Komparator

Für die Spurrekonstruktion im ATLAS SCT ist die Ortsinformation ausreichend, d.h. es genügt zu wissen, ob ein Teilchen den Detektor durchflogen hat oder nicht, die Pulshöhe wird dazu nicht benötigt, solange sie ausreichend hoch ist um vom Untergrund, d.h. von Streifen ohne Teilchendurchtritt, unterschieden zu werden. Dazu verwendet man einen Komparator, der aus den analogen Signalen digitale Signale generiert.

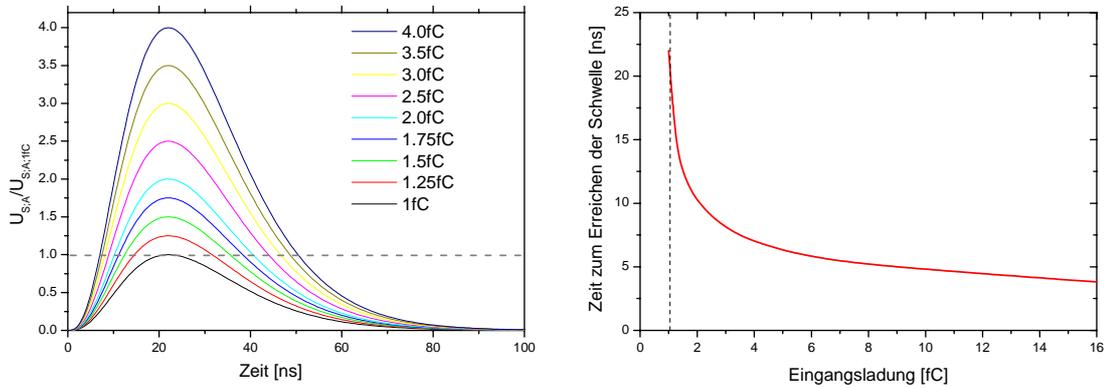
Am Komparator wird das Eingangssignal mit einem einstellbaren Schwellenwert verglichen. Der Schwellenwert ist dabei so zu wählen, dass das Signal möglichst optimal vom Untergrund getrennt wird.

Ein Problem entsteht für unterschiedlich große Signale. Für sie erreichen die Pulse den Schwellenwert unterschiedlich schnell (Abb. 4.2), was zu einer unterschiedlichen zeitlichen Abgabe des Ausgangssignals führt.

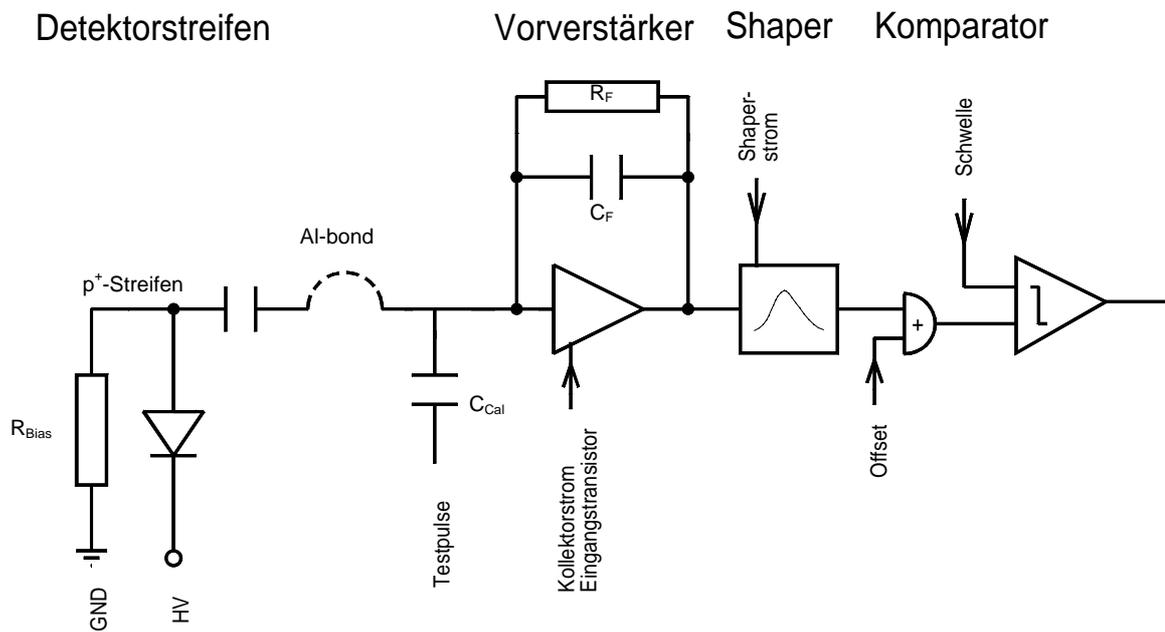
Ein nicht zu korrigierendes Problem in binären Systemen ist *Common Mode Noise*: Darunter versteht man einen Offset, der alle Kanäle eines Auslese-ASICs bzw. eines Detektormoduls betrifft. Dies kann z.B. durch ein hochfrequentes Störsignal in der Hochspannungsversorgung des Detektors verursacht werden. Bei einer fest eingestellten Schwelle ist es dann im Falle eines negativen Offsets möglich, dass Signale nicht die Schwelle überschreiten und somit nicht mehr registriert werden. Im Falle eines positiven

Offsets ist es möglich, dass auch durch Rauschen die Schwellenspannung überschritten wird und so sehr viel oder alle Kanäle ein vermeintliches Teilchen anzeigen.

Zusammenfassend ist der Aufbau des Detektors mit dem analogen Teil eines Ausleskanals ist Abbildung 4.3 schematisch dargestellt.



**Abbildung 4.2 links:** Spannung am Komparatoreingang für verschiedene Eingangsladungen. Die Schwelle, die einer Eingangsladung von 1fC (gestrichelte Linie) entspricht, wird von größeren Ladungen früher erreicht. **rechts:** Antwortzeit in Abhängigkeit von der Eingangsladung.



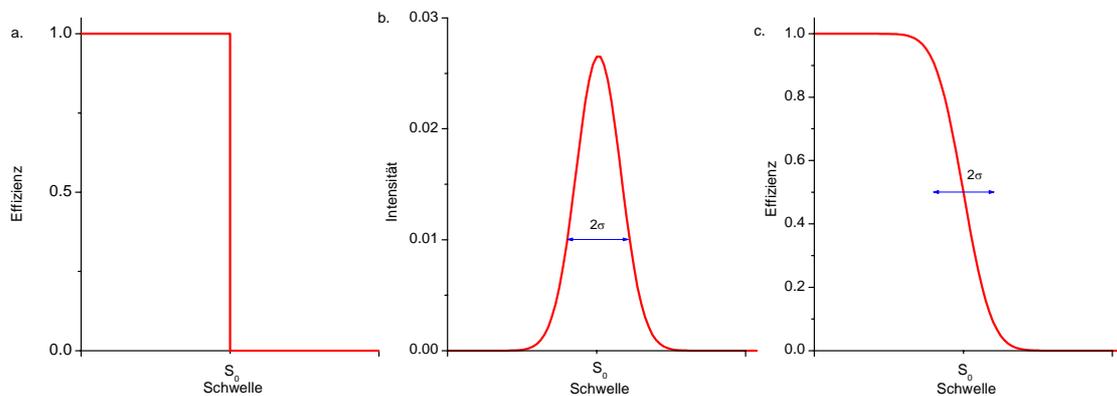
**Abbildung 4.3** Schematische Darstellung eines Detektorstreifens mit zugehörigem analogen Teil des Ausleskanals. Der p-n Übergang ist als Diode dargestellt. Der p<sup>+</sup>-Streifen ist über einen Widerstand mit GND verbunden, damit der Leckstrom abfließen kann. Signal koppeln kapazitiv in den Aluminiumstreifen auf der Sensoroberfläche. Detektor und Ausleschip sind über Drahtbondverbindungen (gestrichelter Bogen) miteinander verbunden. Der analoge Teil des Ausleskanals besteht aus ladungsempfindlichem Vorverstärker, Shaper und Komparator.

### 4.3 Charakterisierung der Auslesekkanäle in einem binären System

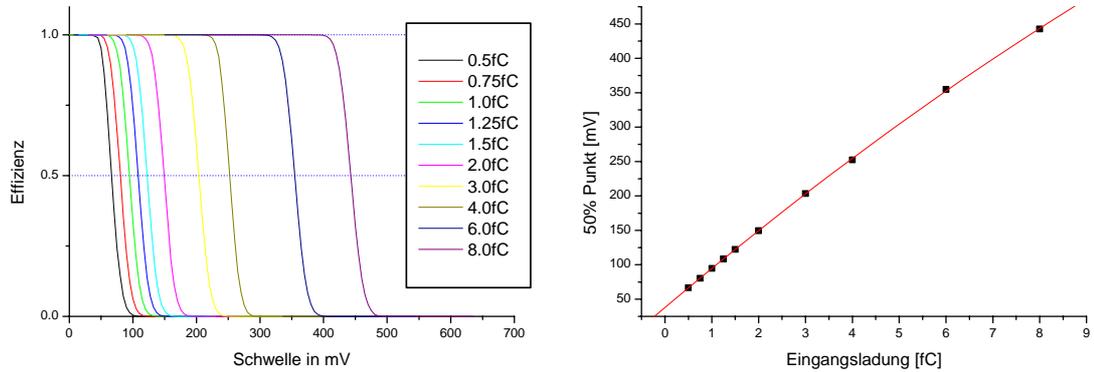
Da der Aufbau eines Detektormoduls aufwendig, und die Komponenten teuer sind, ist es wichtig, während der gesamten Produktion die Qualität der einzelnen Bauteile und der zusammengesetzten Komponenten sicherzustellen. Dies gilt insbesondere für die Funktion der Auslesekkanäle. Die Verstärkung der einzelnen Kanäle soll etwa bei 50mV/fC liegen, das Rauschen soll möglichst klein sein. Um dies im Labor überprüfen zu können werden die ABCDs mit den internen Kalibrierungsschaltkreisen getestet.

#### S-Kurven

Die Charakterisierung der Kanäle erfolgt durch Schwellenscans: es werden nacheinander mehrere Testpulse gleicher Ladung auf die Vorverstärkereingänge gegeben. Dies wird für verschiedene Schwellen wiederholt. In einem System ohne Rauschen würde man erwarten, dass man für niedrige Schwellen alle Testpulse als Ereignis sieht, und dass ab einer gewissen Schwelle keine Signale nachzuweisen sind (Abb. 4.4a). Dabei entspricht die Schwelle  $S_0$ , bei der der Übergang stattfindet, der injizierten Ladung. Im realen System tritt allerdings noch Rauschen auf (vergl. Kapitel 5), d.h. die Ausgangsspannung des Pulsformers streut bei konstanter Eingangsladung. Das nicht vermeidbare Rauschen ist gaußverteilt, somit ist auch das Gesamttrauschen normalverteilt (Abb. 4.4b). Dadurch ist beim Schwellenscan der Übergang nicht mehr abrupt, sondern die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt zu größeren Schwellen ab (Abb. 4.4c). Für die Effizienz  $E$  in Abhängigkeit von der Schwelle  $s$  erhält man eine sogenannte S-Kurve:



**Abbildung 4.4 a.** Nachweiseffizienz für einen  $\delta$ -Puls in einem System ohne Rauschen.  
**b.** Durch elektronisches Rauschen schwankt die Ausgangsspannung des Pulsformers gaußförmig.  
**c.** Nachweiseffizienz eines  $\delta$ -Pulses in einem System mit normalverteiltem Rauschen.



**Abbildung 4.5** Durch die 50%-Punkte der S-Kurven für verschiedene Testladungen (links) wird die Eichkurve festgelegt. Ihr Anstieg gibt die Verstärkung an. Die Breite des Abfalls der S-Kurve ist ein Maß für das Rauschen.

$$E(s) = \int_s^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - S_0)^2}{\sigma^2}\right) dx \quad (4.12)$$

Durchfliegen gleiche Teilchen gleicher Energie an der selben Stelle den Detektor, so ist die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare nicht konstant, sondern sie ist landauverteilt. Des weiteren muss man berücksichtigen, dass die Ladungssammlung vom Streifenabstand abhängt, was ebenfalls zu einer Schwankung des Signals führt. Um die Effizienz in Abhängigkeit von der Schwelle zu bestimmen, muss man das Eingangssignal  $f_{\text{Signal}}$  mit dem statistisch unabhängigen Rauschen  $f_{\text{ENC}}$  falten und anschließend über dieses gedachte Eingangssignal integrieren:

$$E(s) = \int_s^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\text{Signal}}(x) \cdot f_{\text{ENC}}(t - x) dx dt \quad (4.13)$$

Um die Verstärkung eines einzelnen Kanals bestimmen zu können, werden bei verschiedenen Testladungen Schwellenscans durchgeführt. Trägt man die Mediane der S-Kurven, die auch 50% Punkte genannt werden, gegen die Größe der Testladung zu einer Eichkurve - der sogenannten *Response Curve* - auf (Abb. 4.5), kann man aus dem Anstieg die Verstärkung bestimmen. Das Rauschen kann aus der Breite der S-Kurven bestimmt werden. Mit Hilfe der Verstärkung kann man aus der Breite der S-Kurve die ENC (*equivalent noise charge*) berechnen.

#### 4.4 Der Auslesechip ABCD3TA

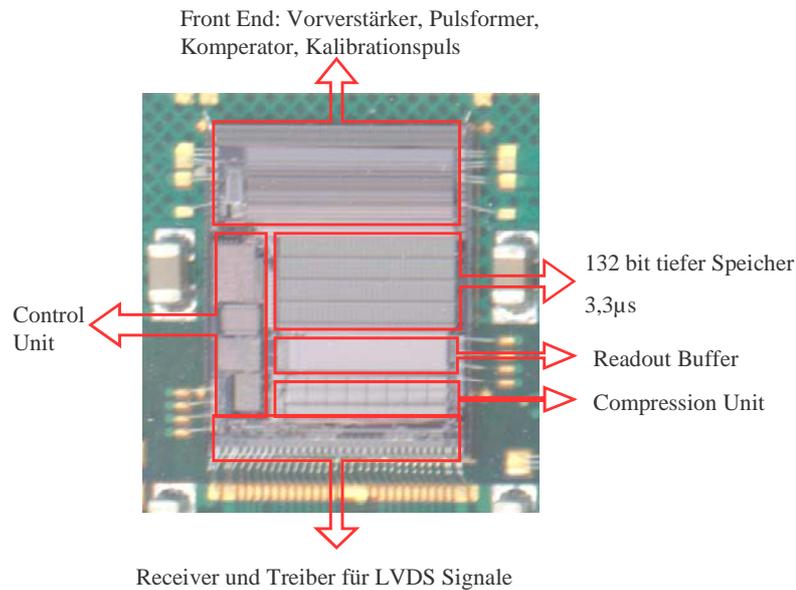
Der Auslesechip, der im ATLAS SCT eingesetzt wird, ist der ABCD3TA [DA01]. Er wird in der strahlentoleranten DMILL (Ducric Mixte sur Isolante Logico Linéaire) Technologie hergestellt [RD29]. Die typische Strukturgröße beträgt  $0.8\mu\text{m}$ . In dieser Technologie können viele verschiedene Bauteile prozessiert werden: MOS Transistoren, bipolare

Transistoren, Feldeffekttransistoren und hochohmige Widerstände mit niedriger Kapazität. Die Strahlenresistenz wird durch einen SIMOX (Separation by Implementation of Oxygen) Prozess gewährleistet: dabei wird das hochohmige Silizium Substrat von der aktiven Fläche, in der die Bauteile prozessiert werden, durch eine Siliziumdioxid-Schicht elektrisch isoliert. In der aktiven Fläche wird jedes Bauteil ebenfalls von einer Isolationsschicht umgeben, so dass ungewollte Ströme zwischen den Bauteilen unterbunden werden. Dies sorgt für eine Strahlenresistenz gegen ionisierende Strahlung [LU99]. Ein weiterer Effekt ist, dass sich verschiedene Bauteile nicht gegenseitig beeinflussen. So ist es möglich, rauscharme Verstärker zusammen mit der schnellen digitalen Datenverarbeitung in einem Chip zu platzieren.

Mit einem ABCD können 128 Detektorstreifen ausgelesen werden. Der analoge Eingang, das sogenannte *Front-End*, eines Kanals, bestehend aus dem ladungsempfindlichen Vorverstärker, dem Pulsformer und dem Komparator, ist in Bipolarer Technologie aufgebaut. Der Kollektorstrom des Eingangstransistors kann mit Hilfe eines DAC (**D**igital-**A**nalog **C**onverter) in  $9.2\mu\text{A}$  Schritten zwischen  $0\mu\text{A}$  und  $276\mu\text{A}$  eingestellt werden. Der *shaper* besteht nicht nur aus Hoch- und Tiefpassfiltern, es sind auch Transistoren zur weiteren Signalverstärkung eingebaut. Ihr Basisstrom wird mit dem sogenannten *shaper current* in  $1.2\mu\text{A}$  Schritten zwischen  $0\mu\text{A}$  und  $36\mu\text{A}$  geregelt.

Der Komparator kann in zwei Modi betrieben werden: Im sogenannten *Level Mode* wird die Schwelle alle 25ns mit der Ausgangsspannung des Pulsformers verglichen. Ist das Signal größer als die Schwelle erhält man eine 1, ist es kleiner als die Schwelle, erhält man eine 0. Im *Edge Mode* muss das Shaperausgangssignal die Schwelle überschreiten. D.h. vor dem Triggersignal muss die Shaperausgangsspannung unterhalb der Schwelle gelegen haben, zum Zeitpunkt des Triggersignals muss es dann die Schwelle überschritten haben. Die Schwelle kann nur global für den Chip eingestellt werden. Da der Offset der einzelnen Kanäle aber eine Streuung von mehreren mV aufweist, ist es notwendig, den Offset der einzelnen Kanäle verschieben zu können. Dies kann in vier verschiedenen „*Trim Ranges*“ geschehen, das sind Schrittweiten von 4mV, 8mV, 12mV oder 16mV. Für jede Schrittweite können 16 Werte gesetzt werden.

Die Daten werden dann in einem 132 Bit tiefen Speicher abgelegt. Dies dient dazu auf die Level 1 Triggerentscheidung zu warten. Erfolgt kein Triggerimpuls, werden die Daten verworfen. Im Falle eines Triggersignals werden drei zeitlich aufeinanderfolgende Bits mit Hilfe einer Nullenunterdrückung komprimiert. Dazu können verschiedenen Modi gewählt werden. Im **Hit Mode** muss in einem der Zeit Bin eine 1 stehen, im **Level Mode** muss im mittleren Bin ein 1 stehen, im **Edge Mode** muss im ersten Bin eine 0 und im zweiten Bin eine 1 stehen. Zusätzlich gibt es noch den **Test Mode**, der alle Daten ohne Nullenunterdrückung überträgt, egal ob im Streifen ein Teilchen nachgewiesen wurde oder nicht.



**Abb. 4.6** ABCD3TA auf einem Hybrid, inkl. Bondrahtverbindungen

Je nach angefallener Datenmenge, wird für die Komprimierung etwa  $1\mu\text{s}$  gebraucht. Erfolgt in dieser Zeit ein weiterer Triggerbefehl, können die dazugehörigen Daten in einem Zwischenspeicher abgelegt werden, der bis zu sechs Ereignisse aufnehmen kann.

Um die einzelnen Kanäle zu kalibrieren hat der ABCD eine Möglichkeit Testpulse auf die Vorverstärkereingänge zu geben: jeder Kanal besitzt parallel zum Eingang eine  $100\text{fF}$  große Kapazität. An sie kann eine Spannung zwischen 0 und  $160\text{mV}$  angelegt werden, was einer Eingangsladung von  $0\text{-}16\text{fC}$  entspricht. Die Schrittweite des zugehörigen DACs beträgt  $2.5\text{mV}$ . Um Spannungsabfälle über den Chip zu verkleinern, werden die Kanäle zu vier Gruppen zusammengefasst, die mit Spannungspulsen von verschiedenen DACs getestet werden.

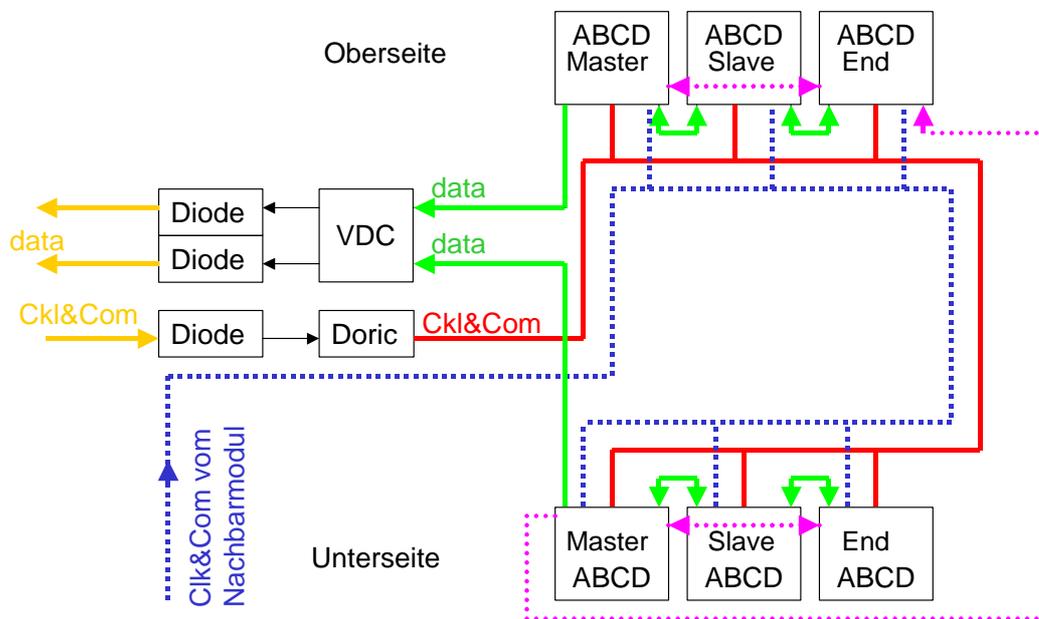
Damit der ABCD arbeiten kann benötigt er ein Zeitsignal – die *clock* – und Befehle – die *commands*. Er erhält sie als LVDS – Signale (Low Voltage Differential Signal). Hierbei wird das eigentliche Signal aus der Spannungsdifferenz zweier Leitungen gewonnen. Beide Leitungen werden in kurzem Abstand parallel zueinander geführt. Dadurch koppeln mögliche Störsignale in beide Leitungen ein. Die Spannungsdifferenz zwischen beiden Leitungen ändert sich nicht.

Die Spannungsversorgung des analogen *Front-End* und des digitalen Teils mit dem Speicher und der Komprimierungseinheit ist getrennt. Die nominale analoge Versorgungsspannung beträgt  $3.5\text{V}$ , die nominale digitale  $4.0\text{V}$ . Beide Spannungen können bis zu maximal  $5.5\text{V}$  erhöht werden. Bei normalen Betriebsbedingungen erwartet man im analogen Teil einen Strom von etwa  $83\text{mA}$ , und einen Digitalstrom von  $50\text{mA}$ , was einer Gesamtleistungsaufnahme von  $0.5\text{W}$  entspricht. Die maximale Leistungsaufnahme beträgt  $0.6\text{W}$ .

Der Zeitpunkt, zu dem Testpuls auf die Eingänge der Auslesekanäle gegeben wird, kann mit einer Schrittweite von 0.8ns gewählt werden. Man nennt diese Größe „*Strobe Delay*“. Das *Strobe Delay* muss für die Kalibrierung des ABCDs erst richtig eingestellt werden, da der Komparator das Shaperausgangssignal mit einer festen Phase zur *clock* mit der Schwelle vergleicht. Unter Umständen wäre es sonst möglich, dass der Vergleich mit der Schwelle deutlich vor oder nach Erreichen des Maximums erfolgt. Ein Effizienzverlust wäre dann die Folge. Daraus würde eine falsche Verstärkungs- und somit auch eine falsche ENC-Bestimmung folgen. Im Betrieb am LHC stellt die feste Phase zwischen *clock* und dem Vergleich am Komparator keine Schwierigkeit dar, da das *clock*-Signal der ABCDs und die Proton-Proton Kollisionen synchronisiert sind.

#### 4.5 Das Hybrid

Das Hybrid trägt die Ausleseelektronik für die Sensoren und stellt die Schnittstelle zwischen den Auslesechips und den außerhalb des Detektors aufgestellten Datenerfassungssystemen dar. Es muss eine geringe Masse haben, damit Teilchen, die den SCT durchfliegen, möglichst wenig in den Hybriden gestreut werden und so die Spurrekonstruktion verschlechtert wird. Es muss Streifen auf der Ober- und Unterseite des Detektorteils auslesen können und somit doppelseitig sein. Und es muss wie die Sensoren und die Auslesechips strahlenhart sein. Es muss aus möglichst wärmeleitfähigen Materialien aufgebaut sein, damit die ASICs möglichst gut und effektiv gekühlt werden können.



**Abbildung 4.7** Schematische Darstellung des Datenflusses auf dem Hybrid. Es sind nur drei statt 6 ABCDs auf jeder Seite gezeichnet. Eigentlich befinden sich auf jeder Seite ein „Master“, vier „Slaves“ und ein „End“-Chip.

Das Hybrid empfängt die *clock* und die *commands* (s. Abb. 4.7), die optisch durch eine Glasfaserleitung übertragen werden. Die *commands* sind in eine 80MHz *clock* einmoduliert. Mit Hilfe einer Pin-Diode werden die optischen Signale in elektrische umgewandelt. Das elektrische Ausgangssignal der Pin-Diode wird dann vom DORIC (Digital Optical Receiver Integrated Circuit) [WH00] decodiert und über eine LVDS<sup>i</sup> Ringleitung zu den ABCDs geführt. Da der SCT während seines Betriebs nicht zugänglich sein wird und man defekte Teile nicht austauschen kann, hat man eine redundante Zuleitung von *clock* und *commands* eingebaut: ist etwa eine Glasfaserleitung, die Pindiode oder der DORIC defekt, ist es möglich, *clock* und *commands* auch vom Nachbarmodul zu erhalten. Der DORIC hat dafür einen zweiten Ausgang, der über ein Flachbandkabel mit dem Nachbarmodul verbunden ist.

Die ABCDs der Ober- und Unterseite bilden je eine Kette. Innerhalb der Kette werden die Daten seriell an den VDC (VCSEL Driver Chip) [WH00] weitergeleitet. Dabei ist der erste Chip in der Reihe als „Master“ konfiguriert, er sendet eine Startsequenz bevor er seine Daten absendet. Die nächsten vier ABCDs werden als Slave konfiguriert, sie senden nach Aufforderung des Masters ihre Daten. Die Daten werden durch die davor liegenden ABCDs geschleift. Der letzte ABCD in der Reihe ist als „End“ Chip konfiguriert und sendet nach seinen Daten eine Abschlussequenz. Der VDC treibt zwei VCSEL<sup>1</sup>, je einen für jede Hybridseite. In dem Fall, dass ein VCSEL oder eine Glasfaserleitung beschädigt wird, ist es möglich, alle ABCDs auf dem Hybrid in einer einzigen Kette über eine Seite auszulesen. Falls ein einzelner ABCD beschädigt ist, kann er mit Hilfe von Ersatzleitungen umgangen werden. Diese Leitungen sind aus Platzgründen nur für einzelne ABCDs vorhanden. Fallen zwei benachbarte ASICs aus, können die Daten aller nachfolgenden ABCDs nicht weitergeleitet werden.

Die Entwicklung des Hybrids für die Endkappen des ATLAS SCT war einer der Schwerpunkte der Freiburger-SCT-Arbeitsgruppe. Auf diese Entwicklung und den genaueren Aufbau der Hybride wird in Kapitel 6 noch eingegangen.

---

<sup>i</sup> Low Voltage Differential Signaling

<sup>1</sup> Vertical Cavity Surface Emitting Laser



# Kapitel 5

## Rauschen eines Detektormoduls

### 5.1 Equivalent Noise Charge / Signal zu Rausch Verhältnis

Als gängige Methode Rauschen zu quantifizieren, wird gerne die *Equivalent Noise Charge* (ENC) angegeben. Dabei wird die Höhe des Spannungsrauschens am Komparator in ein Ladungsrauschen am Eingang des Vorverstärkers umgerechnet.

Eine Betrachtung des Rauschens ist nur sinnvoll, wenn man es mit der Signalgröße vergleicht. Eine nützliche Größe hierfür ist das Signal zu Rauschverhältnis (SNR; Signal to Noise Ratio), der Quotient aus dem Median des Signals und der ENC.

### 5.2 Rauschquellen

#### 5.2.1 Fano-Rauschen

In Kapitel 3 wurde beschrieben, dass die Energie, die ein ionisierendes Teilchen an den Siliziumdetektor abgibt, landauverteilt ist. Doch auch wenn ionisierende Teilchen stets die gleiche Energie im Sensor deponieren würden, wäre die Zahl der Elektron-Loch Paare nicht immer gleich, da ein Teil dieser Energie auch zu Gitteranregungen führt. Das Verhältnis zwischen Elektron-Loch-Paar Anregung und Phononenanregung schwankt. Die so hervorgerufene Streuung der Ladungsträger  $\sigma_Q$  wird Fano-Rauschen genannt [LE94]:

$$\sigma_Q = \sqrt{F \cdot \frac{E_{\text{dep}}}{E_{e/h}}} \quad (5.1)$$

mit der im Detektor deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  und der für die Ionisation eines Elektron-Loch-Paares nötigen Energie  $E_{e/h}$ .  $F$  ist der Fanofaktor, eine material- und energieabhängige Konstante; für unseren Anwendungsbereich ist  $F=0.1$ . Das Fano-Rauschen in einem 285 $\mu\text{m}$  dicken Silizium Sensor beträgt 47 Elektronen. Es ist zu anderen Rauschquellen der Ausselektronik statistisch unabhängig und seine Größe ist verglichen mit den Elektronischen Rauschquellen (s.u.) so klein, dass es im weiteren vernachlässigt werden kann.

#### 5.2.2 Elektronische Rauschquellen

Elektrisches Rauschen wird durch statistische Fluktuationen sowohl im Sensor, als auch im ASIC verursacht. Man unterteilt Rauschen in thermisches Rauschen, Schrotrauschen und 1/f-Rauschen. Thermisches Rauschen hat seine Ursache in der Geschwindigkeits-

schwankung der Ladungsträger. Schrotrauschen entspricht der Anzahlfluktuation der am Ladungstransport beteiligten Ladungsträger.

Für einen elektrischen Widerstand  $R$  ist die thermische Rauschleistungsdichte gegeben als der Erwartungswert aus der Varianz der Spannungsschwankung

$$\langle u_n^2 \rangle = 4k_B TR. \quad (5.2)$$

mit dem Boltzmannfaktor  $k_B$  und der Temperatur  $T$  in Kelvin. Als Ersatzschaltbild kann ein idealer Widerstand ohne Rauschen mit einer in Reihe geschalteten Rauschspannungsquelle behandelt werden. Man kann ihn ebenso also idealer Widerstand mit einer parallel geschalteten Stromrauschquelle beschreiben. Dann gilt für die Rauschleistungsdichte

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{4k_B T}{R}. \quad (5.3)$$

Thermisches Rauschen ist sogenanntes weißes Rauschen, d.h. es hängt nicht von der Frequenz ab.

Schrotrauschen beschreibt die statistische Fluktuation von Ladungsträgern, die zum Stromtransport beitragen. Es ist ebenfalls weißes Rauschen. Die Rauschleistungsdichte ist gegeben durch

$$\langle i_n^2 \rangle = 2q_e I. \quad (5.4)$$

Als weitere Rauschquelle in elektronischen Bauteilen wird noch das  $1/f$  – Rauschen beobachtet. Allerdings ist die physikalische Ursache für  $1/f$ -Rauschen in den meisten Systemen nicht bekannt. Bei dieser Form nimmt das Rauschen für höhere Frequenzen ab, man spricht deshalb auch von *pink noise*. Sie spielt für die Anwendung im SCT allerdings keine Rolle, da die niedrigen Frequenzen durch den *shaper* herausgefiltert werden.

### 5.3 Rauschquellen im System Detektor/Verstärker/Pulsformer

Für das Sensor-Ausleselektronik-System müssen folgende Rauschquellen beachtet werden (s. Abb. 5.2):

Für einen Detektorstreifen gibt es zwei thermische Rauschquellen: der Biaswiderstand, der mit *ground* verbunden ist und so den Gleichstromanteil des Leckstroms von dem p-Streifen ableitet. Die zweite thermische Rauschquelle ist der Widerstand des Aluminium Streifens und der Bonddrahtverbindung, durch den die Ladungsträger in den Eingang des ASICs fließen. Der Detektorleckstrom ist eine Schrotrauschquelle. Besonders für Sensoren, die schon durch Strahlung geschädigt wurden, ist dieser Anteil wichtig, da der Leckstrom durch Strahlenschäden in 10 Betriebsjahren um bis zu drei Größenordnungen zunimmt.

Betrachtet man den Auslesechip, stellt jede Verstärkungsstufe, wie z.B. der ladungsempfindliche Vorverstärker oder die Verstärkerstufen im *shaper*, eine Rauschquelle

dar. Geht man davon aus, dass das zusätzliche Ausgangsrauschen für jede Verstärkerstufe etwa gleich ist, kommt der dominante Beitrag vom Rauschen des Eingangstransistors des Vorverstärkers. Denn an seinem Eingang ist das Signal noch unverstärkt, der prozentuale Anteil des Rauschens ist an diesem Bauteil somit am größten. Da die Stromverstärkung  $\beta$  des Eingangstransistors etwa 200 beträgt, kann das Rauschen weiterer Verstärkerstufen vernachlässigt werden.

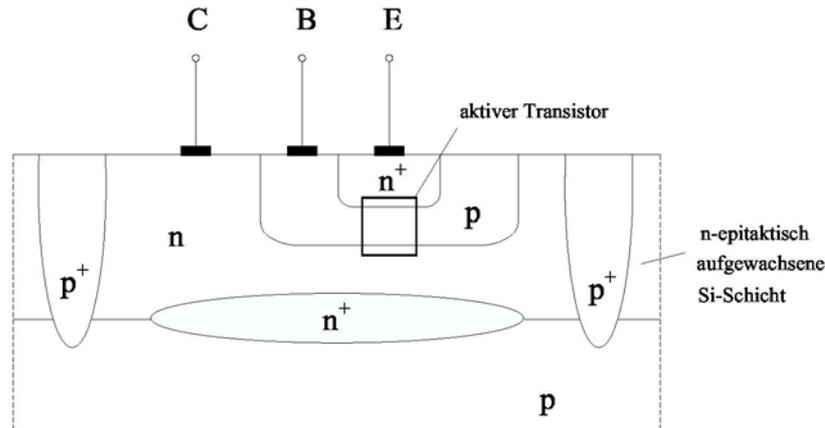


Abbildung 5.1 Schnitt durch einen bipolaren Transistor

Ein Schnitt durch einen bipolaren Transistor ist in Abb. 5.1 zu sehen. Die Basisregion zwischen Emitter und Kollektor stellt einen elektrischen Widerstand  $R_B$  dar, das thermische Rauschen ist gegeben durch den Kollektorstrom  $I_C$  zu

$$\langle i_C^2 \rangle = 4 \frac{k_B T}{R_B} \quad (5.5)$$

Um diese Rauschquelle besser mit anderen Rauschquellen vergleichen zu können, werden im folgenden alle Rauschquellen in ENC umgerechnet. Im Kleinsignal Ersatzschaltbild kann man den Kollektorstrom aus der zwischen Basis und Emitter angelegten Spannung  $U_{BE}$  berechnen [TI93]

$$I_C = I_{CS}(T, U_{CE}) \exp\left(\frac{q_e U_{BE}}{k_B T}\right) \quad (5.6)$$

Für die Steilheit  $S$  gilt um den Arbeitspunkt:

$$S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \stackrel{(5.6)}{=} \frac{q_e I_{CS}(T, U_{CE})}{k_B T} \exp\left(\frac{q_e U_{BE}}{k_B T}\right) \stackrel{(5.6)}{=} \frac{q_e I_C}{k_B T} \quad (5.7)$$

Somit können Schwankungen des Kollektorstroms durch Schwankungen der Eingangsspannung beschrieben werden:

$$\langle u_{R,IC}^2 \rangle = \frac{\langle i_C^2 \rangle}{S^2} \stackrel{(5.4),(5.5)}{=} \frac{2(k_B T)^2}{q_e I_C} \quad (5.8)$$

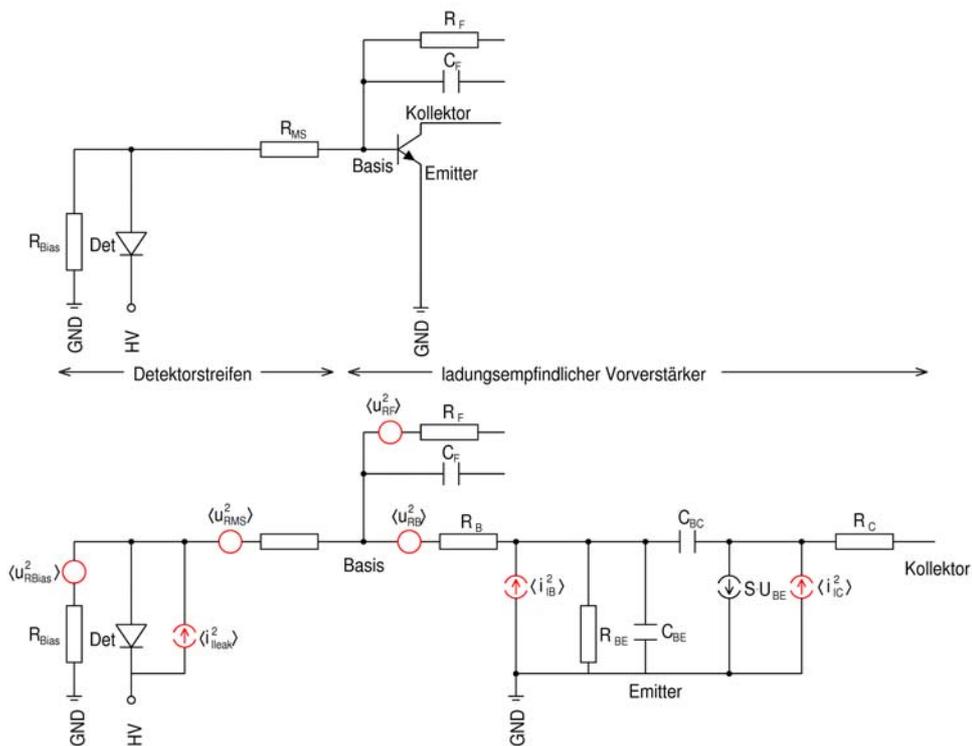
Eine weitere Rauschquelle ist der Basisstrom  $I_B$  der mit dem Kollektorstrom über die Stromverstärkung  $\beta$  zusammenhängt:

$$I_C = \beta \cdot I_B \quad (5.9)$$

$$\beta = \frac{q_e I_C}{kTR_E} \quad (5.10)$$

$R_E$  ist der Emitter Widerstand.

Eine weitere Rauschstromquelle ist der Rückkoppelwiderstand  $R_F$ , der eine thermische Spannungsrauschquelle am Transistoreingang darstellt.



**Abbildung 5.2 oben:** System aus p-n-Streifen und Eingangstristor mit Rückkoppelwiderstand und Rückkoppelkapazität. Die Kapazität zwischen p<sup>+</sup>- und Aluminium-Streifen spielt für das Rauschen keine Rolle und ist nicht eingezeichnet. **unten:** Das gleiche System mit Rauschquellen. Der Eingangstristor ist im Kleinsignalersatzschaltbild dargestellt.

## 5.4 Abschätzung des Rauschens

Im folgenden soll das Rauschen in Form der *Equivalent Noise Charge* angegeben werden. D.h. die Größe aller Rauschquellen soll auf den Eingang des Vorverstärkers bezogen werden. Für die ENC Berechnung ist es sinnvoll die Stromrauschquellen in Spannungsrauschquellen umzurechnen. Man geht vom Idealfall eines unendlich hohen Eingangswiderstandes aus. Somit lässt sich der Strom durch die imaginäre Eingangskapazität  $C_{\text{tot}}$  in eine Spannung umrechnen.

$$C_{\text{tot}} = C_s + C_p + C_v + C_F \quad (5.11)$$

mit der Streifenkapazität  $C_s$ , der Chipeingangskapazität  $C_v$ , der Rückkoppelkapazität  $C_F$  und einer Kapazität  $C_p$  die alle weiteren Kapazitäten, wie die der Bonddrähte und die des *pitch-adaptors*, berücksichtigt.  $C_p$  wurde aus geometrischen Überlegungen mit  $1.5\text{pF} \pm 0.5\text{pF}$  abgeschätzt.

Multipliziert man die Rauschdichten am Eingang des Auslesekanals mit dem Betragsquadrat der Übertragungsfunktion des *shapers* und integriert über alle Frequenzen, erhält man die Varianz der *shaper* Ausgangsspannung [TI93]:

$$\sqrt{\langle U_{S;\Lambda}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{A^2}{2\pi} \int_0^\infty \left( \langle u_1^2 \rangle + \frac{\langle i_1^2 \rangle}{\omega^2 C_{\text{tot}}^2} \right) \cdot |H(\omega)|^2 d\omega} \stackrel{(4.5),(4.6)}{=} A \sqrt{\frac{\langle u_1^2 \rangle}{64\tau} + \frac{5}{64} \frac{\langle i_1^2 \rangle \tau}{C_{\text{tot}}^2}} \quad (5.12)$$

mit der Verstärkung  $A$ .

Eine Betrachtung des Rauschens macht nur Sinn, wenn man es im Verhältnis zur Signalgröße untersucht. Die wichtige Kenngröße für ein Detektormodul ist das Signal zu Rausch Verhältnis (SNR, engl. signal to noise ratio). Nach (4.11) und (5.12) ist es gegeben durch

$$\text{SNR} = \frac{\frac{9AQ}{2C_{\text{tot}} e^3}}{A \sqrt{\frac{\langle u_1^2 \rangle}{64\tau} + \frac{5}{64} \frac{\langle i_1^2 \rangle \tau}{C_{\text{tot}}^2}}} \quad (5.13)$$

Die ENC ist nun als die Ladung definiert, deren Signal am *shaper* Ausgang genau so groß ist, wie die Schwankung der Rauschquellen. Dies ist der Fall für  $\text{SNR}=1$ . Daraus ergibt sich:

$$\text{ENC} = \frac{1}{36q_e} e^3 \sqrt{C_{\text{tot}}^2 \frac{\langle u_1^2 \rangle}{\tau} + 5 \langle i_1^2 \rangle \tau} \quad (5.14)$$

Im folgenden für jede Rauschquelle (s. Abb. 5.2) eine Eingangsrauschdichte angegeben und daraus die ENC dieser Rauschquelle nach (5.14) berechnet. Dazu wurden folgende Annahmen gemacht:

- 1.) Das Eingangssignal ist kurz gegen die Entladung des Kondensators  $C_F$ , und kann somit als  $\delta$ -Puls angenommen werden.
- 2.) Folgende Rauschquellen werden berücksichtigt:
  - a. thermisches Rauschen der Biaswiderstände  $R_{\text{Bias}}$
  - b. thermisches Rauschen des Widerstands des Aluminiumstreifens  $R_{\text{MS}}$  und des Widerstands der Bondrahtverbindungen
  - c. Schrotrauschen des Detektorleckstrom  $I_{\text{leak}}$
  - d. thermisches Rauschen der Eingangstransistorbasis  $R_{\text{Basis}}$
  - e. Schrotrauschen des Basisstroms  $I_B$
  - f. thermisches Rauschen des Rückkopplungswiderstands  $R_K$
- 3.) Der Transistor wird im Kleinsignalbild beschrieben

### Rauschanteile des Detektors

Das Rauschen, das durch den Detektorleckstrom hervorgerufen wird, wird durch Einsetzen von (5.4) in (5.14) beschrieben durch:

$$\text{ENC}_{\text{leak}} = \frac{1}{36 \cdot q_e} e^3 \sqrt{10 \cdot q_e \cdot \tau \cdot I_{\text{leak}}} \quad (5.15)$$

Das thermische Rauschen der Biaswiderstände des Detektors kann als in Serie geschaltete Stromrauschquelle interpretiert werden. Aus (5.3) und (5.14) folgt für ihren Rauschanteil

$$\text{ENC}_{R_{\text{bias}}} = \frac{1}{18 \cdot q_e} e^3 \sqrt{5 \frac{k_B T_{\text{Det}}}{R_{\text{Bias}}} \tau} \quad (5.16)$$

Die Spannungsrauschquelle, die durch den Widerstand des Aluminiumstreifens und der Drahtbondverbindungen  $R_{\text{MS}}$  hervorgerufen wird, liegt seriell zum Eingang des Auslesekanals an. Einsetzen von (5.2) in (5.14) ergibt ein Rauschen von:

$$\text{ENC}_{R_{\text{MS}}} = \frac{1}{18 \cdot q_e} e^3 \sqrt{\frac{C_{\text{tot}}^2}{\tau} k_B T_{\text{det}} R_{\text{MS}}} \quad (5.17)$$

### Rauschanteile des Ladungsempfindlichen Vorverstärkers

Analog zu  $\text{ENC}_{R_{\text{bias}}}$  ergibt sich für das Rauschen, das durch den Rückkoppelwiderstand  $R_F$  hervorgerufen wird:

$$\text{ENC}_{R_K} = \frac{1}{18 \cdot q_e} e^3 \sqrt{5 \frac{k_B T_{\text{ABCD}}}{R_F} \tau} \quad (5.18)$$

Schwankungen des Kollektorstroms können nach (5.8) durch eine Spannungsschwankung am Transistoreingang beschrieben werden. Daraus berechnet sich das Rauschen zu

$$\text{ENC}_{\text{IC}} = \frac{1}{36 \cdot q_e} e^3 \sqrt{2 \frac{C_{\text{tot}}^2 (k_B T_{\text{ABCD}})^2}{\tau q_e I_C}} \quad (5.19)$$

Das Rauschen das durch Schwankungen des Basiswiderstandes des Eingangstransistors hervorgerufen wird ergibt sich mit (5.2) zu

$$\text{ENC}_{\text{RBasis}} = \frac{1}{18 \cdot q_e} e^3 \sqrt{\frac{C_{\text{tot}}^2}{\tau} k_B T_{\text{ABCD}} R_{\text{basis}}} \quad (5.20)$$

Bleibt noch das Rauschen, das durch den Kollektorstrom hervorgerufen wird. Mit Hilfe der Stromverstärkung  $\beta$  (s. Formel (5.10)) kann die Rauschquelle durch eine serielle Stromrauschquelle am Eingang des Vorverstärkers ausgedrückt werden. Mit (5.4) und (5.14) ergibt sich dann:

$$\text{ENC}_{\text{ib}} = \frac{1}{36 \cdot q_e} e^3 \sqrt{10 \frac{q_e I_C}{\beta} \tau} \quad (5.21)$$

Die in (5.15) - (5.21) verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 und 5.2 aufgeführt.

Die Temperaturabhängigkeit des Detektorsleckstroms ist in (3.8) angegeben. Die Stromverstärkung des Eingangstransistors ist nach (5.10) gegeben. In diesem Fall ist der Emitterwiderstand konstant. Alle Dotieratome sind ionisiert, somit ist der Widerstand nur noch von der Beweglichkeit der Ladungsträger abhängig. Für hochdotierte Materialien ist diese allerdings nahezu konstant [IB95]. Somit gilt

$$\beta \sim \frac{1}{T} \quad (5.22)$$

Die Basis des Eingangstransistors ist nur schwach dotiert. Somit gilt hier nach [IB95]

$$R_{\text{Basis}} \sim \frac{1}{T^{3/2}} \quad (5.23)$$

Die für die ENC Berechnung wichtigen Parameter sind in Tab. 5.1 und 5.2 zusammengestellt.

Um das Gesamtrauschen eines Detektormoduls zu bestimmen, können die verschiedenen Rauschanteile statistisch unabhängig angenommen werden. Zwischen Basisstrom und Kollektorstrom des Eingangstransistors gibt es zwar eine Korrelation, allerdings ist der Korrelationsterm so klein, dass er vernachlässigt werden kann [MA03].

Die Größen der einzelnen Rauschquellen und des Gesamtrauschens sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Für unbestrahlte Module ist die größte Rauschquelle der Basiswiderstand gefolgt vom Rauschen, das durch den Widerstand des Aluminiumstreifens auf dem Sensor verursacht wird. Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit für unbestrahlte Module (Abbildung 5.3 oben) sieht man, dass für die meisten Rauschquellen ein näherungsweise lineares Verhalten besteht. Nur für das bestrahlte Modul, d.h. ein Modul, das der Strahlenbelastung von zehn Jahren Betrieb am LHC ausgesetzt war, ist

Größe	Variable	Wert	Fehler	Quelle
Detektor				
Bias Widerstände	$R_{\text{Bias}}$	1.25M $\Omega$	0.75 M $\Omega$	[FE03]
Detektortemperatur	$T_{\text{det}}$	-7°C	3°C	[SN02]
Temperaturdifferenz Chip und Sensor	zw. $\Delta T_{\text{det-ASIC}}$	20°C	2°C	[SN02]
Widerstand Aluminiumstreifen	$R_{\text{MS}}$	12.5 $\Omega$ /cm	0.1 $\Omega$ /cm	gemessen
ABCD3TA				
Eingangskapazität	$C_V$	600fF	5%	[MA03]
Rückkoppelkapazität	$C_F$	120fF	5%	[MA03]
Rückkopplungswiderstand	$R_F$	80k $\Omega$	5%	[MA03]
Kollektorstrom	$I_c$	100-250 $\mu$ A	0.5%	[DA01]
Basiswiderstand Eingangstransistor	$R_{\text{Basis}}$ (280K)	180 $\Omega$	5%	[MA03]
Stromverstärkungsfaktor vor Bestrahlung	$\beta_0$ (280K)	200	5%	[DA98], [DA99]
Stromverstärkungsfaktor nach Bestrahlung	$\beta_0^*$ (280K)	50	10%	[DA98]

**Tabelle 5.1** Parameter Detektor und Auslesechip

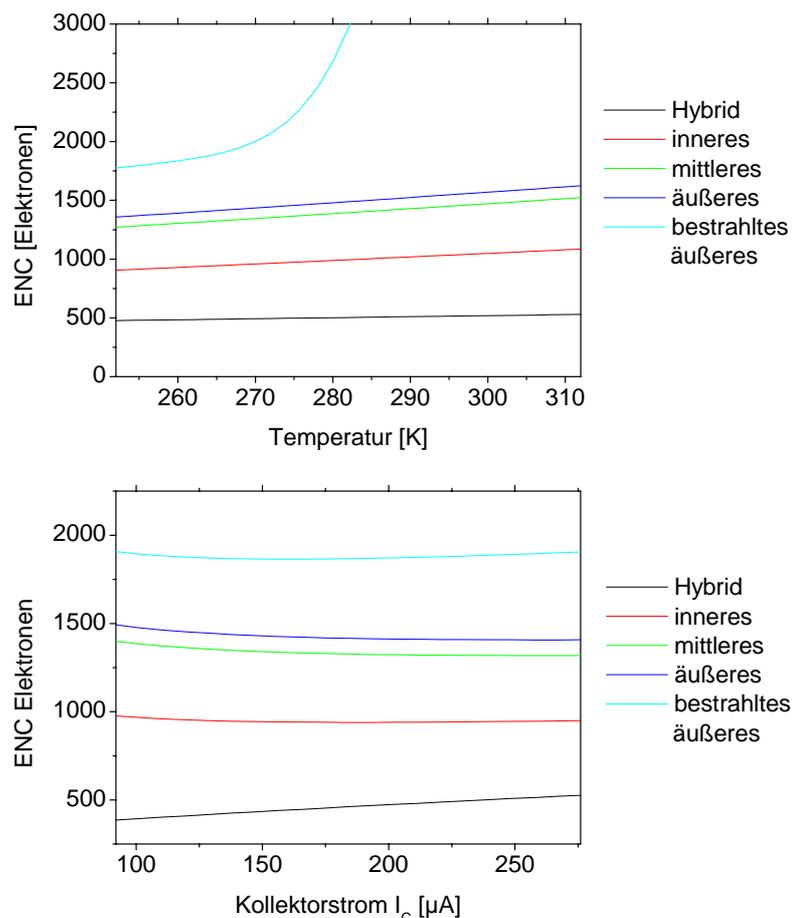
	Hybrid	inneres	mittleres	äußeres	bestrahltes äußeres
Parameter					
$C_{\text{tot}}$	(0.7 $\pm$ 0.1) pF	(9.0 $\pm$ 0.9) pF	(13.5 $\pm$ 1.4) pF	(14.3 $\pm$ 1.4)pF	(17.6 $\pm$ 61.8)pF
$I_{\text{leak}} (-7^\circ\text{C})$	-	0.032nA	0.0 $\pm$ 1nA	0.065nA	1140nA
$R_{\text{MS}}$	-	(75 $\pm$ 1) $\Omega$	(144 $\pm$ 1) $\Omega$	(154 $\pm$ 1) $\Omega$	(154 $\pm$ 1) $\Omega$
$\tau$	(7.3 $\pm$ 0.3)ns	(7.3 $\pm$ 0.3)ns	(7.3 $\pm$ 0.3)ns	(7.3 $\pm$ 0.3)ns	(8.3 $\pm$ 0.3)ns
$I_C$	220 $\mu$ A	220 $\mu$ A	220 $\mu$ A	220 $\mu$ A	120 $\mu$ A
Rauschen					
ENC $I_{\text{leak}}$ [ $e^-$ ]	-	1 $\pm$ 0	1 $\pm$ 0	1 $\pm$ 0	381 $\pm$ 33
ENC $R_{\text{bias}}$ [ $e^-$ ]	-	71 $\pm$ 23	75 $\pm$ 23	75 $\pm$ 23	75 $\pm$ 21
ENC $R_{\text{MS}}$ [ $e^-$ ]	-	386 $\pm$ 4	730 $\pm$ 7	800 $\pm$ 8	984 $\pm$ 12
ENC $R_K$ [ $e^-$ ]	284 $\pm$ 10	294 $\pm$ 10	314 $\pm$ 10	314 $\pm$ 10	303 $\pm$ 10
ENC $I_C$ [ $e^-$ ]	27 $\pm$ 1	336 $\pm$ 6	468 $\pm$ 9	495 $\pm$ 10	610 $\pm$ 20
ENC $R_{\text{Basis}}$ [ $e^-$ ]	49 $\pm$ 2	615 $\pm$ 28	856 $\pm$ 41	906 $\pm$ 43	1116 $\pm$ 57
ENC $I_B$ [ $e^-$ ]	393 $\pm$ 42	393 $\pm$ 42	395 $\pm$ 42	416 $\pm$ 42	837 $\pm$ 59
<b>ENC tot</b> [ $e^-$ ]	<b>487<math>\pm</math>34</b>	<b>941<math>\pm</math>29</b>	<b>1346<math>\pm</math>31</b>	<b>1409<math>\pm</math>31</b>	<b>1878<math>\pm</math>40</b>
<b>SNR</b>	-	<b>23.4<math>\pm</math>0.7</b>	<b>16.6<math>\pm</math>0.4</b>	<b>15.6<math>\pm</math>0.4</b>	<b>11.7<math>\pm</math>0.3</b>

**Tabelle. 5.2** Größe der einzelnen Rauschanteile für die verschiedenen Modultypen

eine exponentielle Zunahme zu beobachten. Für das bestrahlte Modul dominiert der Detektorleckstrom das Gesamttrauschen, der zu dem Gesamttrauschen der unbestrahlten Modulen überhaupt nicht beiträgt. Für bestrahlte Module ist die Temperaturabhängigkeit nicht linear, sondern wächst für hohe Temperaturen näherungsweise exponentiell. Allerdings können bestrahlte Module nicht bei beliebig hohen Temperaturen betrieben werden, da dann der *thermal runaway* einsetzt, d.h. der Leckstrom heizt die Sensoren so stark, dass dies zu einer Temperaturerhöhung führt, die dann wiederum zu einer Erhöhung des Leckstroms führt. Der Sensor kann dann nicht bei einer konstanten Temperatur betrieben werden.

Zusätzlich ist noch das Signal zu Rausch Verhältnis (SNR = signal noise ratio) angegeben. Es liegt für alle Modultypen über 10.

Betrachtet man die Abhängigkeit des Rauschen vom Kollektorstrom, so sieht man, dass es für die verschiedenen Modultypen unterschiedliche Arbeitspunkte, d.h. Minima in der ENC an verschiedenen Stellen gibt. Für unbestrahlte Module verschiebt sich der Arbeitspunkt mit längeren Detektorstreifen zu höheren Kollektorströmen, für bestrahlte Module liegt der Arbeitspunkt dann wieder niedriger.



**Abbildung 5.3 oben:** ENC in Abhängigkeit von der Sensortemperatur. **unten:** ENC in Abhängigkeit vom Kollektorstrom des Eingangstransistors

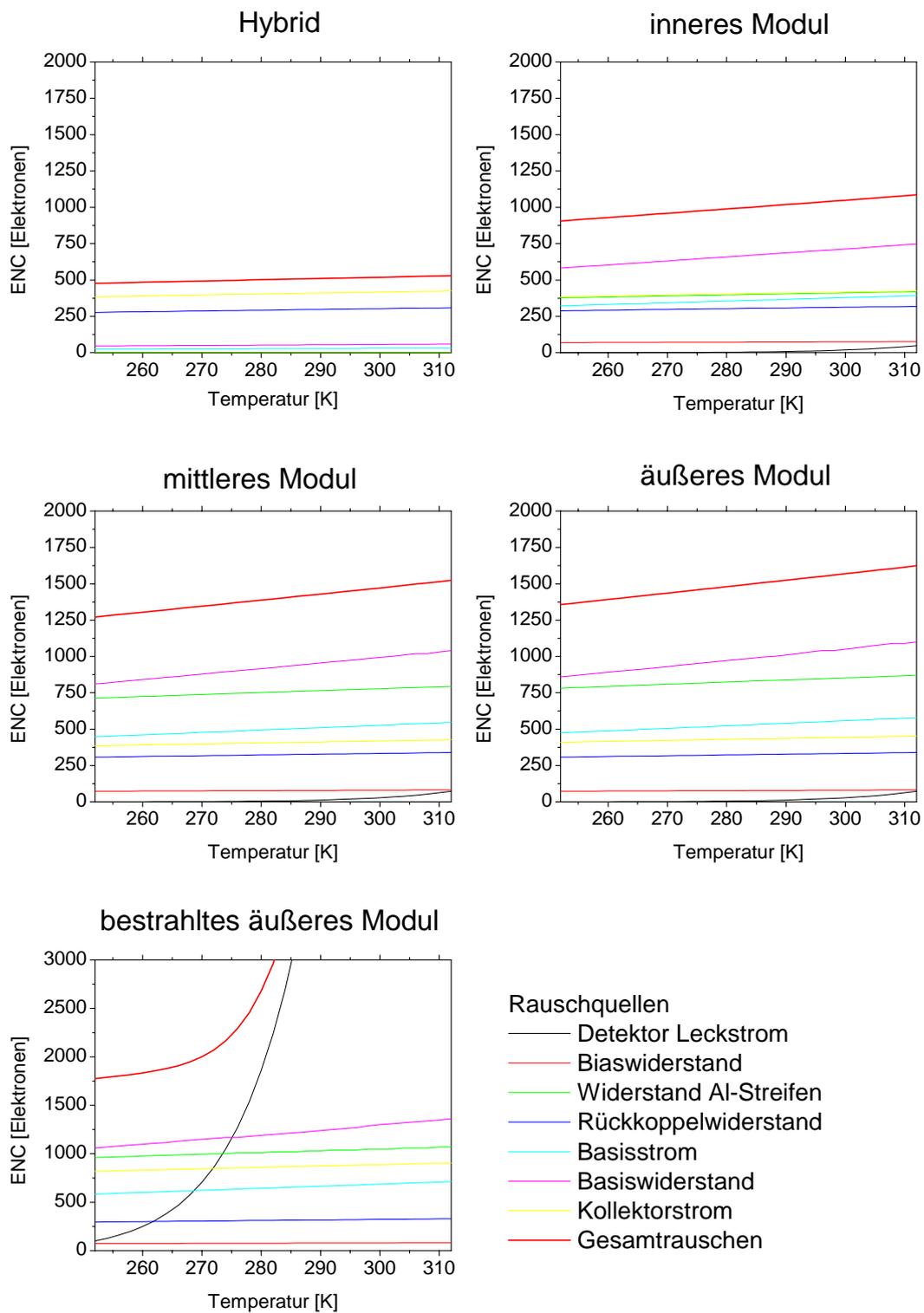


Abbildung 5.4 Temperaturabhängigkeit der einzelnen Rauschquellen für verschiedene Modultypen.

# Kapitel 6

## Hybridentwicklung

Ein Schwerpunkt der Freiburger Arbeitsgruppe war die Entwicklung des Hybrids für das Endkappen-Detektormodul. Das Hauptproblem ist dabei, die zwölf Auslesechips gleichzeitig ohne gegenseitige Störung zu betreiben. Außerdem muss vermieden werden, dass die digitalen Signale auf dem Hybrid in das analoge *Front End* der ABCDs einkoppeln und somit als zusätzliche Rauschquelle wirken. Dabei ist als Randbedingung zu beachten, dass das Hybrid so leicht wie irgend möglich sein soll, um Streuung von Teilchen, die den SCT durchdringen, am Hybrid zu vermeiden. Dies würde sonst zu einer Verschlechterung des Impulsaufhebungsvermögens führen.

Insgesamt wurde das Design des Hybrids viermal überarbeitet, bis man mit den Hybridmodulen bauen konnte, die den Spezifikationen für den ATLAS SCT genügt. Die finale Version wird K5 genannt.

Im folgenden werden die Prototypen K3 und K4 vorgestellt und gezeigt, welche Verbesserungen zu einem die Spezifikationen erfüllenden K5 geführt haben.

### 6.1.1 K3-Hybrid

Das K3 Hybrid ist wie alle Endkappen Hybride aus Freiburg in Kupfer-Polyimid-Technologie gefertigt. Es hat vier Kupferlagen, in den ersten zwei Lagen verlaufen die Signalleitungen; die nächsten beiden Lagen sind der analogen und digitalen Spannungsversorgung vorbehalten. Die Metallagen sind  $16\mu\text{m}$  dick, die typische Linienbreite beträgt  $100\mu\text{m}$ . Um Masse zu sparen, sind die *ground*- und *power*-Flächen nicht vollflächig ausgeführt, sondern als Gitter - der Bedeckungsgrad beträgt etwa 50%. Das Kupfer befindet sich auf  $25\mu\text{m}$  dicken Polyimidfolien, die mit ebenfalls  $25\mu\text{m}$  dicken Acrylkleberfolien aufeinander laminiert werden, um den vierlagigen flexiblen Schaltkreis aufzubauen. Die Wärme der ABCDs soll möglichst gut zum Kühlblock, der sich in der Hybridmitte befindet, abgeleitet werden. Dazu wird der flexible Schaltkreis auf eine  $500\mu\text{m}$  dicken Kohlefaserplatte auflaminiert. Die Fasern sind in fünf Lagen angeordnet. Lage 1,3 und 5 verlaufen entlang der ABCDs und sorgen so für den Wärmetransport zum Kühlblock. Lage 2 und 4 sind senkrecht dazu angeordnet, um die Kohlefaserplatte zu stabilisieren. Die Wärmeleitfähigkeit entlang der ABCDs beträgt  $456\text{W/m/K} \pm 19\text{W/m/K}$  [KE00].

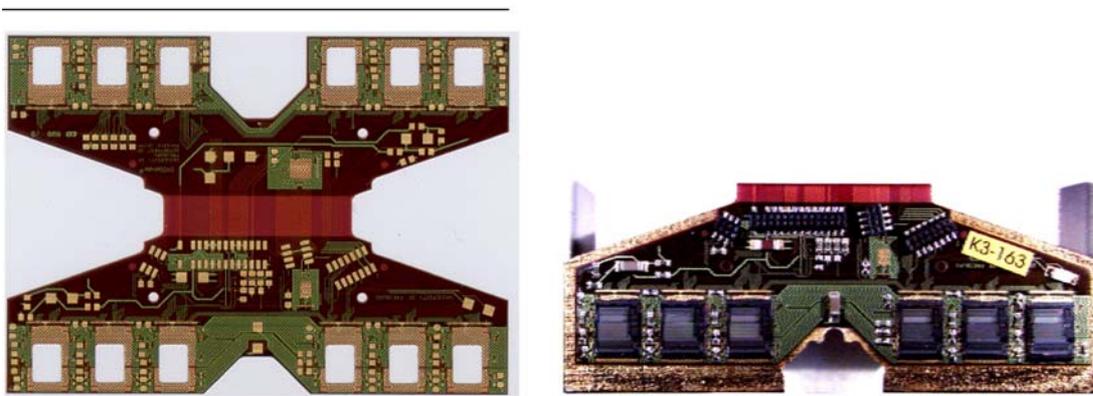
Bei der Entwicklung für die Auslesechips des ATLAS SCT wurden zwei Strategien verfolgt: die erste ist die getrennte Unterbringung von analogem *Front-End* und dem digitalen Teil. Die zweite war, die gesamte Auslese in einen einzigen Chip zu integrieren.

Diese Lösung ist der schon beschriebene ABCD. Das K3 Hybrid war so gestaltet, dass beide Varianten auf ihm elektrisch betrieben werden konnten.

Um in den ABCDs das bekannte Schwingen [TI93] zu verhindern, das durch eine Mitkopplung der Versorgungsspannung über die Endstufe auf die Eingangsstufe des ladungsempfindlichen Vorverstärkers zustande kommt, ist es notwendig, den ASICs eine möglichst rauscharme Versorgungsspannung zur Verfügung zu stellen. Dafür genügt es nicht, geregelte Netzgeräte mit einem niedrigen Innenwiderstand zu verwenden, sondern die Spannungen müssen zusätzlich lokal, d.h. direkt an jedem Auslesechip, gefiltert werden. Dazu verwendet man 100nF Kondensatoren zwischen *ground*- und *power*-Flächen direkt an den ABCDs. Aus Erfahrung mit den vorherigen Prototypen kennt man eine weitere Maßnahme, die nötig ist, um das Schwingen zu verhindern. An jedem ABCD werden zwischen analogem und digitalem *ground* die Impedanz von drei bis fünf Drahtbondverbindungen benötigt.

Die ABCDs werden mit Leitleber auf eine große AGND (*analog ground*) Fläche geklebt. Durch einen 4x3mm<sup>2</sup> großen Ausschnitt ist es möglich mit Leitleber einen elektrischen Kontakt zum Kohlefaserkern herzustellen, der somit als zusätzliche *Analog-ground* Fläche dient.

Die Hochspannung für die Detektoren wird mit einem Tiefpass, der sich in der Hybridmitte über dem Kühlblock befindetet, gefiltert.



**Abbildung 6.1** links: flexibler Schaltkreis des K3 Hybrids, bevor er mit dem Kohlefaserkern verpresst wurde. rechts: Komplett aufgebautes K3 Hybrid

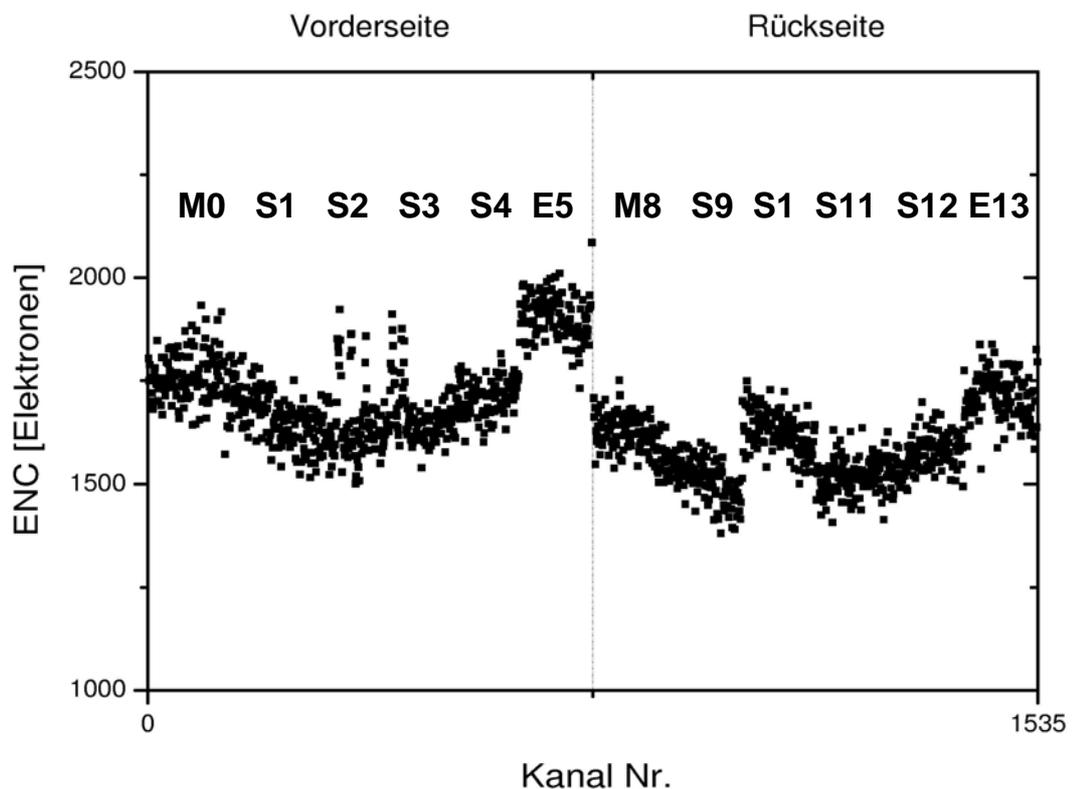
## 6.1.2 Testergebnisse K3-Module

Von der Freiburger Arbeitsgruppe wurden mehrere äußere Module mit K3-Hybriden aufgebaut. In Abbildung 6.2 ist die Verteilung der ENC gegen die Auslesekanäle aufgetragen. Das Modul befindet sich in einer Testbox und ist wie im Experiment auf zwei Kühlblöcken montiert. Die Testbox ist mit AGND verbunden. Die Verteilung auf der Vorder- und auf der Rückseite ist bogenförmig: d.h. das Rauschen nimmt zu den Rändern des Moduls zu. Das Rauschen der einzelnen ABCDs kann streuen, so hebt sich der letzte Chip auf der Vorderseite (E5) von den übrigen Chips etwas ab. Die verwendeten ABCDs

sind ebenfalls Prototypen, bei denen es teilweise auch innerhalb eines Chips zu großen Schwankungen in Verstärkung und Rauschen kommen konnte, wie man am Beispiel des S2 sehen kann.

Der Mittelwert des Rauschens auf der Vorderseite ist größer als auf der Rückseite, die Ursache hierfür konnte in einer 1.5-fach zu großen Zwischenstreifenkapazität auf der Oberseite gefunden werden: Die Herstellerfirma hatte die SiO<sub>2</sub>-Schicht beim Verpacken der Sensoren elektrostatisch aufgeladen, was die Dielektrizitätskonstante erhöhte.

Die ENC Struktur in Detektormodulen mit K3-Hybriden wurde auch von anderen Arbeitsgruppen beobachtet [PE03]. Ein Systemtest, bei dem vier Detektormodule gleichzeitig auf einer Disk betrieben wurden zeigte auch dieses Ergebnis. Intensive Arbeit am Erden der Box, bzw. dem Filtern der Versorgungsspannungen brachte keine deutliche Verbesserung. Allerdings kann man durch das Anbringen eines Metallrahmens an den Kohlefaserkern, der den flexiblen Schaltkreis mit der Ausleselektronik trägt, ein besseres Ergebnis erzielen. Der Rahmen hat dabei zwei Effekte: Erstens verstärkt er die AGND Verbindung, zweitens sorgt er für eine niedrigere Temperaturdifferenz zwischen den ABCDs. Natürlich kann ein solcher Metallrahmen nicht im Experiment eingesetzt werden, da seine Masse viel zu groß ist und die Strahlungslänge eines Detektormoduls unnötig erhöhen würde.



**Abbildung 6.2** ENC gegen Kanalnummer für ein äußeres Modul (K3-153) in einer Testbox. Die Box ist mit AGND verbunden.

Die für das Experiment relevanten Kenngrößen sind die Nachweiseffizienz und die Rauschrate bei festeingestellter Schwelle. Die Effizienz kann nur mit externen Quellen, die ein Signal im Sensor erzeugen, bestimmt werden. Zwei K3-Module wurden mit  $180\text{GeV}/c$  Pionen im KEK in Tsukuba, Japan untersucht [AK02], [UN02]. Eines davon wurde zuvor mit  $3.0 \cdot 10^{14}$   $24\text{GeV}$  Protonen pro  $\text{cm}^2$  bestrahlt. Das entspricht der Strahlenbelastung, den man in 10 Jahren LHC erwartet inkl. einem Sicherheitsfaktor von 50% [TDR5].

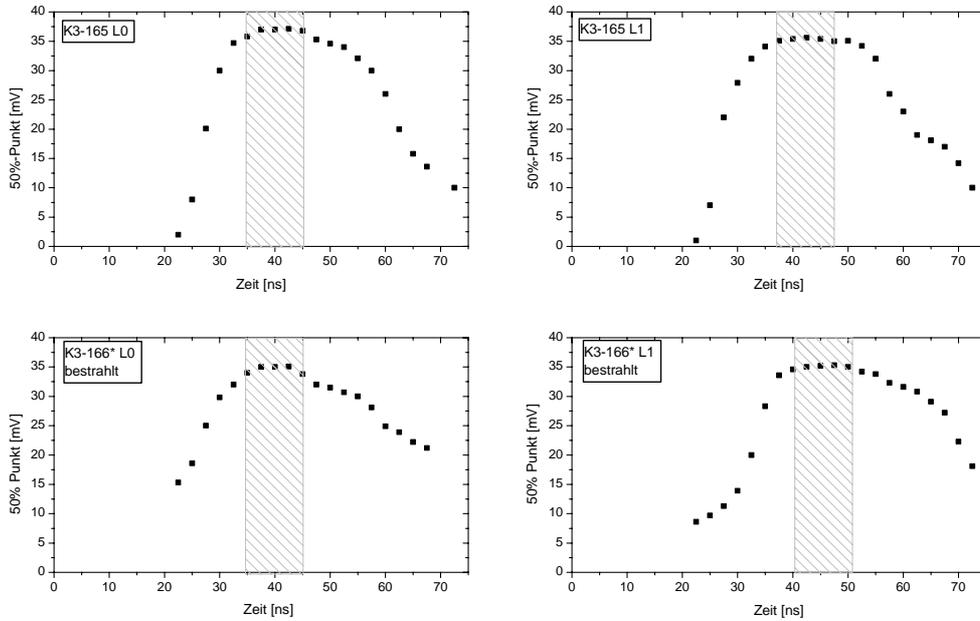
Der zur Verfügung stehende Pionenstrahl war nicht mit dem Zeitsignal der Auslesechips synchronisiert. Da am Komparator das Shaper Ausgangssignal nur alle 25ns mit der Schwelle verglichen wird, hat die Ausgangsspannung eventuell noch nicht ihr Maximum erreicht bzw. ist schon wieder am Abfallen. Dies führt zu einem Effizienzverlust. Für diese Analyse wurde ein Zeitfenster um das Maximum des Shaperausgangssignals von 5ns gewählt. Abbildung 6.3 zeigt die Shaper Ausgangsspannung in Abhängigkeit vom Zeitpunkt des Teilchendurchtritts. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Zeitkonstante des Pulsformers für das bestrahlte Modul größer geworden ist, d.h. die Spannung fällt langsamer ab, als beim unbestrahlten Modul.

Es wurden für verschiedene Detektorbiasspannungen Schwellenscans durchgeführt (Abb. 6.4). Daraus lässt sich die Effizienz, und die Ladungssammlung bestimmen. Aus den Daten von Kanälen, durch die kein Teilchen geflogen ist, wurde die Rauschrate bestimmt. Die Effizienz als Funktion der Biasspannung ist in Abb. 6.5 dargestellt. Für eine Schwelle von  $1\text{fC}$  erreicht das unbestrahlte Modul eine Effizienz von 0.99 bei einer Spannung von  $175\text{V}$  (Abb. 6.5). Das bestrahlte Modul erreicht diese Grenze bei  $275\text{V}$ .

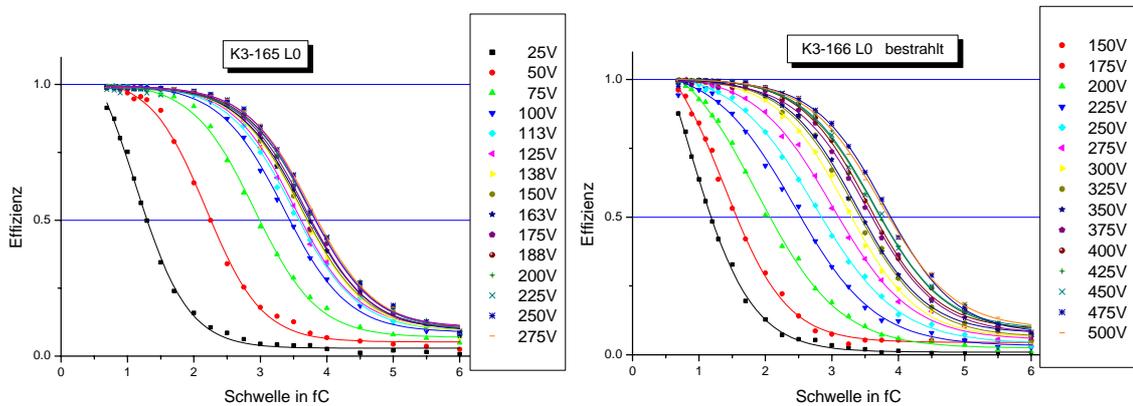
Die Ladungssammlung ist ebenfalls spannungsabhängig (Abb. 6.6). Unterhalb der Depletionsspannung nimmt die gesammelte Ladung linear mit der Biasspannung zu. Für das unbestrahlte Modul ändert sich die gesammelte Ladung nach Erreichen der Depletionsspannung kaum. Sie beträgt etwa  $3.6\text{fC}$ . Das bestrahlte Modul sammelt im Bereich seiner Depletionsspannung bei  $300\text{V}$  im Mittel nur etwa  $3\text{fC}$  Ladung. Die Ladungsausbeute lässt sich durch eine Erhöhung der Biasspannung weiter erhöhen, bis man für  $500\text{V}$  ebenfalls auf eine Ladungssammlung von  $3.6\text{fC}$  erreicht. Die starke Änderung nach Erreichen der Depletionsspannung, verglichen mit dem unbestrahlten Modul, kommt von der höheren effektiven Dotierkonzentration des bestrahlten Sensors. In ihm gibt es entsprechend mehr Störstellen, die die Ladungsträger einfangen und erst nach einer gewissen Zeit wieder freigeben. Diese Ladungsträger tragen dann nicht mehr zum Signal bei. Für höhere Felder haben die Ladungsträger einen höheren Impuls; die Wahrscheinlichkeit, dass sie von einer Störstelle eingefangen werden, sinkt.

Sucht man nun nach einer Schwelle, bei der man das Modul mit ausreichend hoher Effizienz und niedriger Rauschrate betreiben kann, findet man für das unbestrahlte Modul einen Bereich von  $0.8\text{fC}$  bis  $1.4\text{fC}$  (Abb. 6.7). Für das bestrahlte Modul ergibt sich nur ein Betriebspunkt von  $1.3\text{fC}$ . Da Messungen nur an einem einzigen bestrahlten Modul durchgeführt wurden, muss man davon ausgehen, dass nicht alle Module, die dieser Strahlenbelastung ausgesetzt waren, die Spezifikation erfüllen werden. Für die

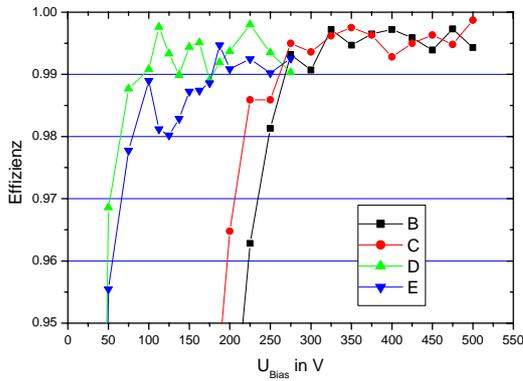
Spurrekonstruktion muss das Rauschen allerdings unter  $5 \cdot 10^{-4}$  liegen, somit wird man einige Module nach 10 Jahren mit einer Effizienz von weniger als 0.99 betreiben müssen.



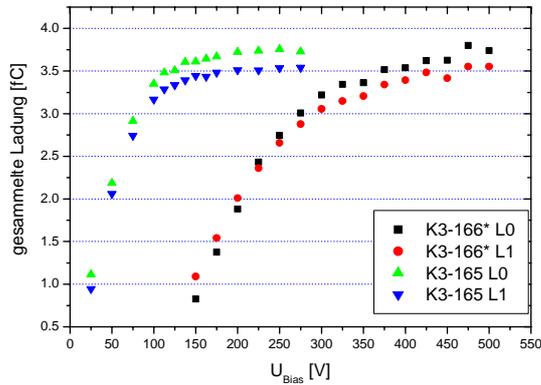
**Abb. 6.3** Shaperausgangsspannung als Funktion der Zeit für ein unbestrahltes (oben) und ein bestrahltes K3-Detektormodul. Der grau schraffierte Bereich gibt das Zeitfenster an, für das die weiteren Untersuchungen durchgeführt wurden.



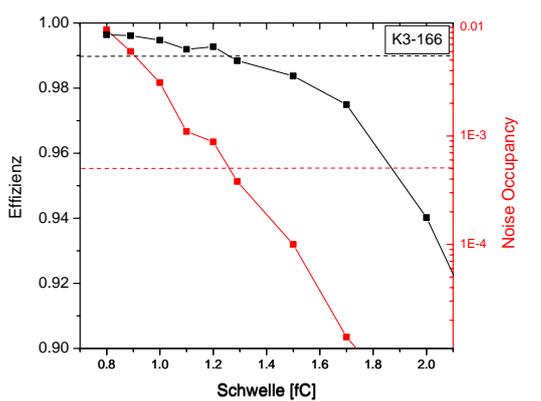
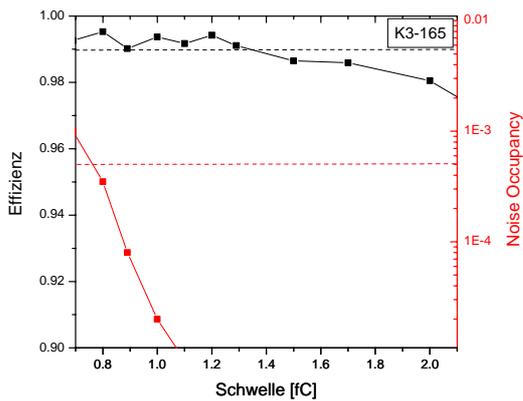
**Abb.6.4** S-Kurven für 180GeV/c Pionen



**Abb. 6.5** Effizienz in Abhängigkeit von der Detektorbiasspannung bei einer Schwelle von 1fC



**Abb. 6.6** Ladungssammlung in Abhängigkeit von der Detektorbiasspannung bei einer Schwelle von 1fC



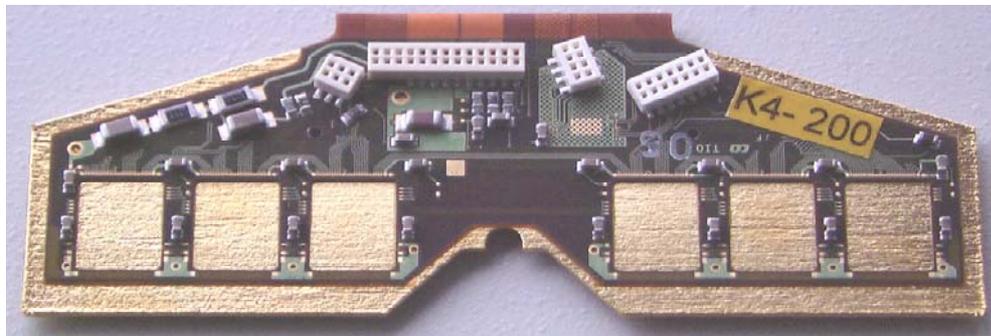
**Abbildung 6.7** Effizienz und Rauschen in Abhängigkeit von der Schwelle. Für das unbestrahlte K3-165 ist die Biasspannung 200V für das bestrahlte K3-166 beträgt die Biasspannung 350V

## 6.2.1 K4-Hybrid

Die nächste Entwicklungsstufe des Hybrids weißt einige Modifikationen auf. Um die ABCD Temperaturen abzusenken wurden in den flexiblen Schaltkreis große Fenster geschnitten, so dass die ABCDs direkt auf den Kohlefaserkern geklebt werden konnten. Damit sich der Querschnitt in der Spannungsversorgung dadurch nicht verringert wurde *ground-* und *power-*Flächen im Bereich der ABCDs vollflächig ausgeführt. Es wurden mit Leitkleber an allen vier Ecken der ABCDs AGND Flächen in Lage 1 mit dem Substrat verbunden um eine zusätzliche AGND-Fläche zu erhalten und so die Impedanz innerhalb der AGND Fläche weiter zu verringern. Außerdem wurde der Kohlefaserkern metallisiert, auf eine 5µm dicke Kupferschicht wurde eine einige 100nm dicke Goldschicht aufgebracht,

die die Oxidation des Kupfers verhindert. Diese Metallisierung des Substrats soll ebenso wie der Metallrahmen, der am Substrat angebracht war, für eine niedrigere Impedanz im AGND sorgen.

Der HV Filter wird nun in der rechten äußeren Ecke des Hybrids platziert, um ein mögliches Einkoppeln von Störsignalen aus der Kühlröhre zu vermeiden. Die Gesamtmasse des Hybrids hat sich gegenüber dem K3 nur unwesentlich verändert, die Chiptemperaturen sind nun deutlich niedriger und der DC Spannungsabfall zu den ASCICs hat sich trotz größeren Ausschnitten unter den ABCDs verringert. Da mittlerweile entschieden war, dass nur der ABCD im SCT zum Einsatz kommt, konnte die Zahl der Blockkondensatoren, die zum Filtern der Versorgungsspannung dienen, um die ABCDs halbiert werden und so auch Masse eingespart werden.

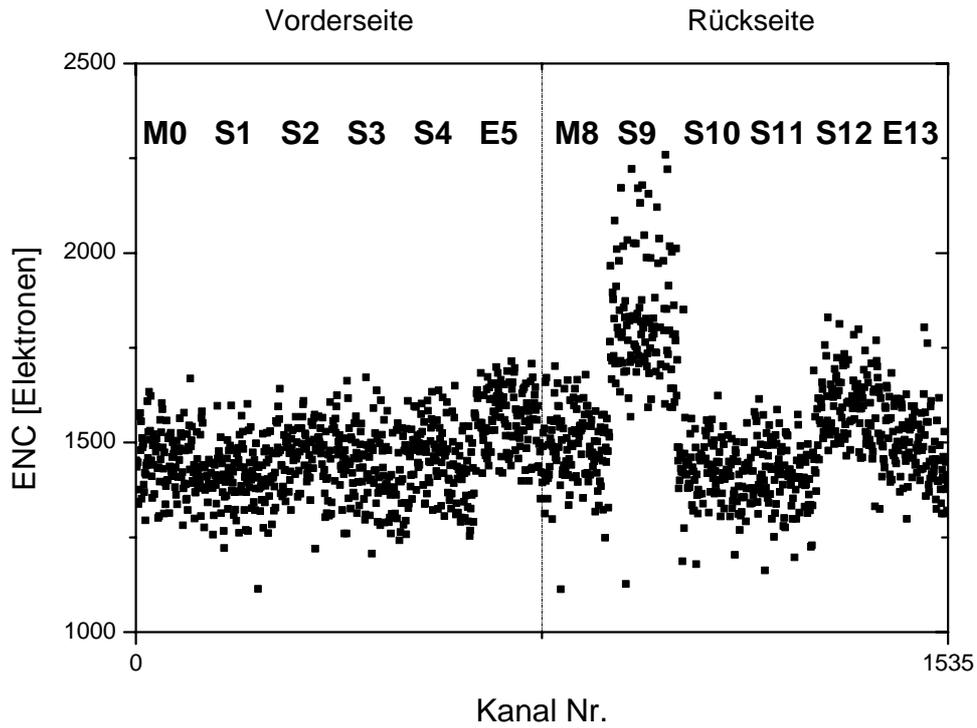


**Abbildung 6.8** K4-Hybrid ohne ASICs. Es sind gut die großen Ausschnitte im Flexiblen Schaltkreis zu sehen, damit die ABCDs direkt auf den vergoldeten Kohlefaserkern aufgeklebt werden können.

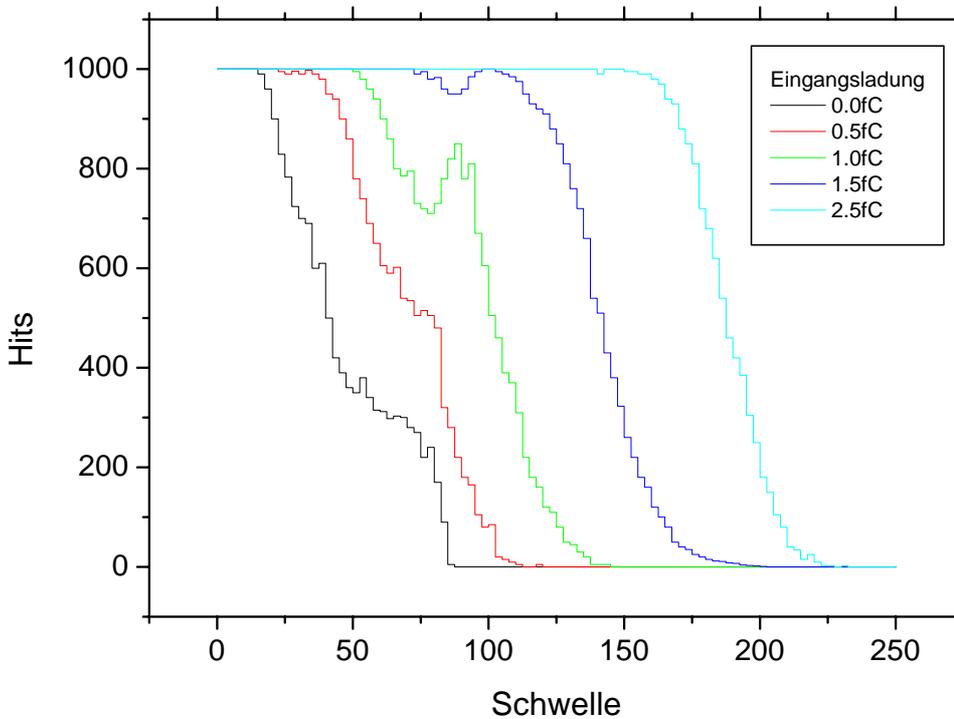
## 6.2.2 Testergebnisse K4-Module

Eine typische ENC-Verteilung für ein äußeres Modul mit einem K4-Hybrid ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Der Chip S9 zeigt ein besonders hohes Rauschen, welches allerdings auf eine Fehlfunktion dieses ABCDs zurückzuführen ist, ansonsten ist die Rauschverteilung über das Modul als gleichmäßig anzusehen.

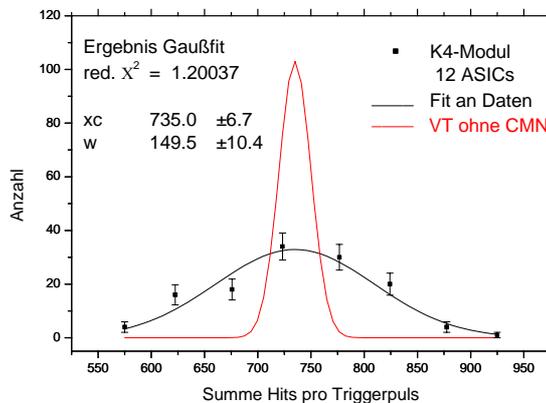
Betrachtet man die Effizienz in Abhängigkeit von der Schwelle, die sogenannte S-Kurve (s. Abb. 6.10) sieht man deutliche Abweichungen zu dem erwarteten Kurvenverlauf (s. Abb. 4.4). Man sieht zwei Hauptcharakteristika, sogenannte „*dips*“, das sind Einbuchtungen im 100% Plateau, und sogenannte „*drops*“, damit sind sprunghafte Abfälle gemeint. Betrachtet man die S-Kurven auf einer fC-Skala, findet man, dass diese Unregelmäßigkeiten bis zu einer Schwelle, die 0.8fC entspricht, auftreten. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die S-Kurven auf dem Hybrid nicht solche Effekte zeigten. Innere Module zeigten solche Effekte nur in abgeschwächter Form. Durch ein Absenken der Sperrspannung konnte die „*dips*“ und „*drops*“ bei inneren Modulen verstärkt werden. Offensichtlich sind diese Instabilitäten von der Eingangskapazität des Auslesekanals abhängig.



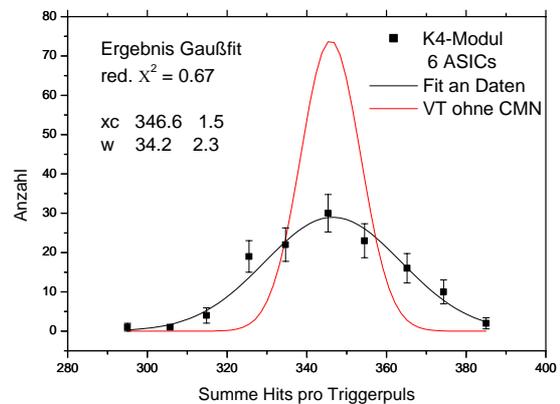
**Abbildung 6.9** ENC Verteilung für ein Modul mit K4-Hybrid. Die Temperatur der ABCDs beträgt 5°C.



**Abbildung 6.10** S-Kurven für verschiedene Eingangsladungen eines äußeren K4-Moduls.



**Abbildung 6.11a** Summe der Hits für ein Modul mit 1536 Streifen pro Triggerpuls. Die Schwellen sind auf die 50% Punkte bei 0fC eingestellt.



**Abbildung 6.11b** Summe der Hits für ein Modul, bei dem nur drei Chips auf der Oberseite und drei Chips auf der Unterseite betrieben werden.

Ein unerwarteter Effekt tritt auch im Histogramm für die Summe  $n$  aller Hits in einem Modul pro Triggerpuls auf.. Die Zufallsvariable  $n$  ist binomialverteilt, ihre Varianz in Abhängigkeit von der Schwelle  $S$  beträgt somit

$$\text{Var}(n(S)) = N \cdot p(S) \cdot (1 - p(S)) \quad (6.1)$$

wobei  $N$  die Zahl der Auslesekanäle und  $p$  die Wahrscheinlichkeit für einen Hit angibt. Ist die Schwelle auf den 50% Punkt von 0fC eingestellt, dann erwartet man ohne Eingangssignal, dass im Mittel die Hälfte der Kanäle einen Hit anzeigen. Die Streuung beträgt hierbei 15 Kanäle. Diese Messung wurde für ein äußeres K4-Modul durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 6.11 dargestellt. An die Daten wurde ein Gaußverteilung gefittet, der Mittelwert beträgt 735 Kanäle. Er liegt nicht genau bei 768 Kanälen, da die Schrittweite für die Schwelle nur in 2.5mV Schritten eingestellt werden kann. Die Standardabweichung der Gaußverteilung beträgt  $150 \pm 10$  Kanäle – etwa 10 mal soviel wie man erwartet. Offensichtlich gibt es eine Kopplung zwischen den einzelnen Kanälen des Moduls, die dafür sorgt, dass besonders viele Kanäle gleichzeitig einen Hit, bzw. keinen Hit sehen. Man nennt dies „*common mode noise*“ – der deutsche Fachbegriff „Gleichtaktrauschen“ ist wenig verbreitet. Eine analytische Möglichkeit, die Größe des Gleichtaktrauschens zu bestimmen ist in [AH02] gegeben. Es gilt

$$\text{Common Mode Noise} \approx \Gamma \cdot \text{Elektronisches Rauschen} \quad (6.2)$$

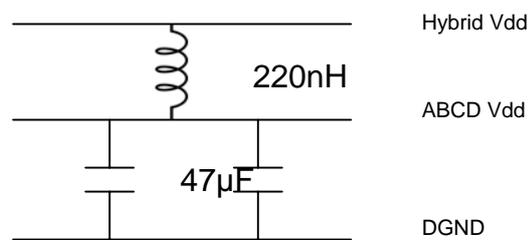
$$\Gamma = \frac{\sin(\tilde{\alpha})}{1 - \sin(\tilde{\alpha})} \quad (6.3a)$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{\text{Var}(n) - n \left(1 - \frac{n}{N}\right)}{N \cdot (N - 1)} \quad \text{für } n \approx \frac{N}{2} \quad (6.3b)$$

Für das K4-Modul aus Abb. 6.11a ergibt sich  $\Gamma = 0.24$ . Da *common mode noise* statistisch unabhängig vom elektronischen Rauschen ist, nimmt in diesem Fall die ENC durch *common mode noise* nur um etwa 3% zu.

In einer intensiven Zusammenarbeit der am Bau der Endkappen des SCT beteiligten Institute wurden die möglichen Wege der Kopplung untersucht. Betrachtet man *common mode noise* in einem Modul, bei dem nur die Hälfte der Ausleschips betrieben werden (s. Abb. 6.11b), findet man eine deutliche Abnahme.  $\Gamma$  ist für diesen Fall nur noch 0.04. Dies kann zwei verschiedenen Ursachen haben: Zum einen ist die digitale Aktivität der Ausleschips geringer, wenn nur sechs Auslesechips betrieben werden. Somit koppeln weniger Störsignale in die analogen Teile der ABCDs ein. Zum anderen halbiert sich durch das Abschalten von sechs ABCDs die Leistungsaufnahme und damit auch der Stromfluss. Daraus folgt, dass Schwankungen in der Leistungsaufnahme zu kleineren Schwankungen in der Spannungsversorgung führen.

Am NIKHEF wurde ein Filter entwickelt, der zu einer drastischen Reduktion der Common Mode Noise auf den K4-Modulen führt. Er muss sowohl für die analoge, als auch für die digitale Versorgungsspannung eingesetzt werden:



**Abbildung 6.12** Am NIKHEF entwickelter Filter für K4-Module. Je ein Kondensator befindet sich auf einer Chipseite. Entsprechend ist der Filter für die analoge Versorgungsspannung.

Dieser Filter besteht für jeden Chip aus sechs zusätzlichen Bauelementen, die aus Platzgründen auf einer kleinen Platine auf dem Ausleschip angebracht wurden. Dies ist für Module, die in den SCT eingebaut werden sollen, nicht möglich, da die Hybride auf den Disks überlappen und der Abstand zwischen ihnen so gering ist, dass für den zusätzlichen Filter kein Platz mehr ist.

Damit wurde zwar die eigentlich Ursache des Rauschens nicht gefunden, es ist aber gezeigt, dass die Versorgungsspannungen rauschärmer zugeführt werden müssen.

### 6.3 K5 Hybrid

Um die Impedanzen in den Versorgungsspannungen deutlich zu verringern, wurden im K5-Hybrid [KE04] zwei zusätzliche Metallagen im flexiblen Schaltkreis eingeführt, die Lagenzahl erhöht sich somit von 4 auf 6 (s.Abb. 6.13). In den ersten 2 Lagen verlaufen die Signalleitungen. In Lage 3 befinden sich analoge *power* ( $V_{CC}$ ) und digitale *power* ( $V_{DD}$ ), in Lage 4 analoger ( $AGND$ ) und digitaler *ground* ( $DGND$ ). Lage 5 ist vollständig mit einer  $V_{CC}$  ausgefüllt, in Lage 6 befindet sich der  $AGND$ . Alle *ground* und *power*-Flächen sind nun vollflächig mit Metall gefüllt, im Gegensatz zu den K3 und K4 Hybriden, bei denen sie gitterartig gefüllt waren.

Der Flexible Schaltkreis wird um einen Kohlefaserkern herumgebogen. Der Biegeradius beträgt  $400\mu\text{m}$ . Um dies zu ermöglichen, ohne den flexiblen Schaltkreis wirklich abzuknicken und die Metallagen dabei zu unterbrechen, können nur zwei Lagen Metall in der Biegezone eingesetzt werden, in denen sowohl die Signalleitungen als auch die Spannungsversorgungen verlaufen müssen. Im Flex sind vor den Chips auf der Detektorseite kleine Fortsätze, die nach dem Laminieren des flexiblen Schaltkreises über den Kohlefaserkern hinausstehen. Auf ihren Unterseiten befinden sich  $V_{CC}$  bzw.  $AGND$  Flächen, die miteinander verlötet werden und so für eine Verbesserung der analogen Spannungsversorgung der Rückseite sorgen.

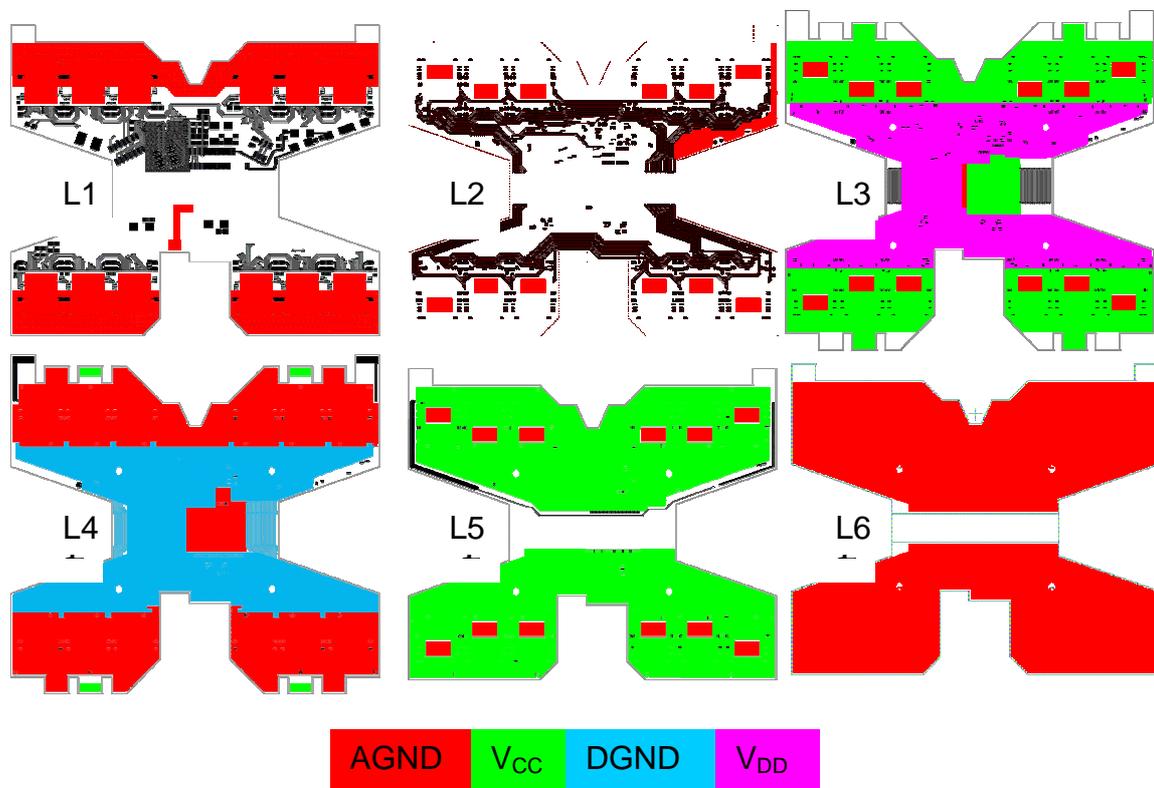
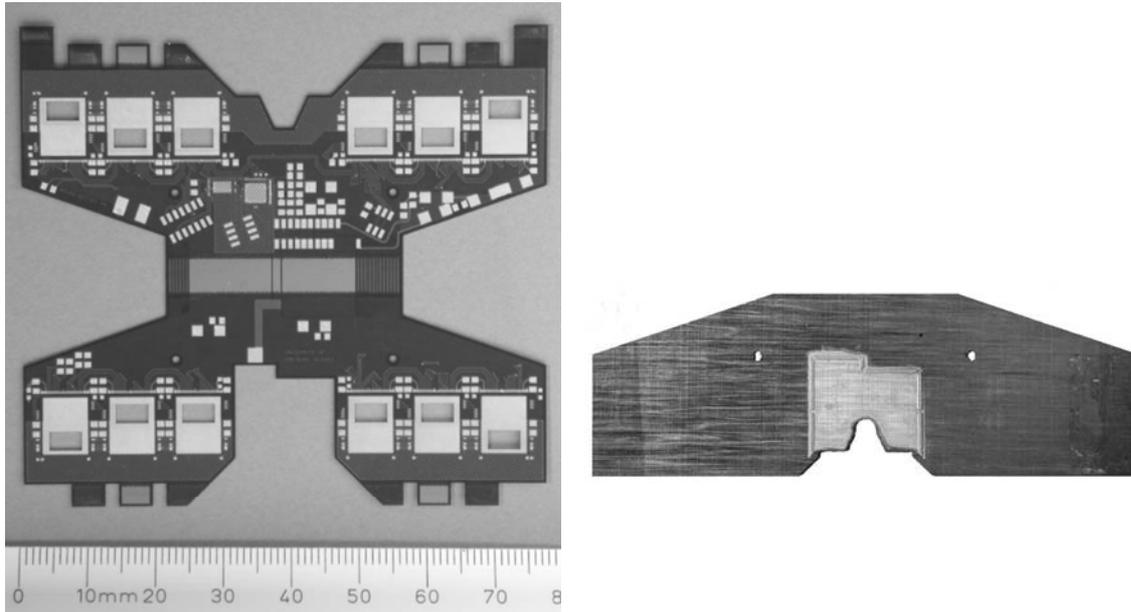
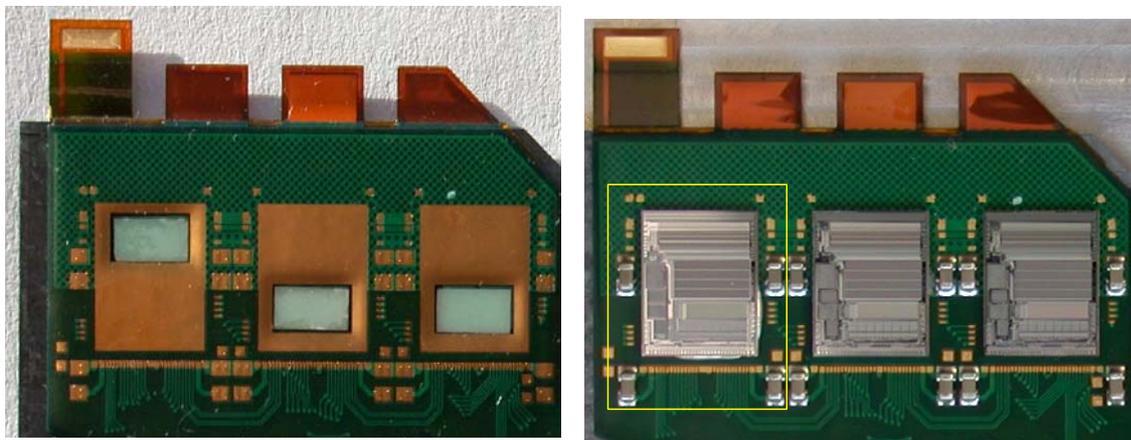


Abbildung 6.13 Anordnung der *ground*- und *power*-Flächen in den verschiedenen Lagen des K5-Hybrids



**Abbildung 6.14** Flexibler Schaltkreis des K5-Hybrids (links). Der Schaltkreis wird um den Kohlefaserkern (rechts) herumgefaltet. Der Kern ist im Bereich des Kühlblockausschnitts verkupfert. Mit dem Lötzinn an der Außenkante des Kupfers wird der elektrische Kontakt zu AGND im flexiblen Schaltkreis hergestellt.



**Abbildung 6.15** Hybridnahaufnahme der Chippositionen M8, S9, S10. **Links** ist das Hybrid ohne Bestückung zu sehen. In den Fenstern im flexiblen Schaltkreis sind schon die AlN-Plättchen eingeklebt, die die Wärme von den ABCDs zu den Kohlefasern ableiten. Vor den ASICs befinden sich die Fortsätze im Flex mit denen AGND und  $V_{CC}$  von Vorder- und Rückseite miteinander verbunden werden. Links ist ein längerer Fortsatz mit einer Metallfläche auf der Unterseite zu sehen. Dies ist die Hochspannungsversorgung für die Sensoren. **Rechts** ist das Hybrid mit passiven Bauelementen und mit den ASICs bestückt. Die Umgebung der ABCDs ist symmetrisch aufgebaut: jeder ABCD ist von vier Blockkondensatoren umgeben.

Auf der Rückseite des Hybrids ist ein Ausschnitt im flexiblen Schaltkreis, damit der Kohlefaserkern direkt auf den Kühlblock geschraubt werden kann. Durch diesen Ausschnitt sind die *ground*- und *power*-Flächen auf der Rückseite kleiner, als die auf der Vorderseite. Um dies zumindest für AGND ausgleichen zu können wird auf den Kohlefaserkern auf der Rückseite im Kühlblockbereich 22µm Kupfer galvanisch aufgetragen. An seinen Außenkanten wird mit Hilfe eines Siebdrucks Lötzinn aufgetragen, um den elektrischen Kontakt mit der AGND Fläche in Lage 6 des Schaltkreises herzustellen und so den Ausschnitt zumindest in der AGND Fläche zu überbrücken.

Das Material des Kohlefaserkerns ist sogenanntes „Carbon-Carbon“. Es sind unidirektionale Kohlefasern, die zunächst mit Epoxidharz verklebt wurden. Anschließend wurde das Epoxidharz ebenfalls karbonisiert um eine höhere Wärmeleitfähigkeit zu erhalten.

Beim K5-Hybrid werden die ASICs nicht mehr durch große Fenster direkt auf das Kohlefasersubstrat geklebt um die *ground*- und *power*-Flächen möglichst groß zu gestalten. Damit die Wärme trotzdem gut abgeleitet werden kann, werden AlN-Keramik-Plättchen verwendet. Der Vorteil gegenüber thermischen Vias, die man im konventionellen Leiterplattenbau verwendet, ist die geringe Masse, damit die Strahlungslänge möglichst klein ist. Die Kohlefasern unter den ASICs verlaufen entlang den ASICs zur Mitte des Hybrids, wo sich der Kühlblock befindet. Da die Wärmeleitfähigkeit entlang der Faser mit 480W/m/K sehr hoch, senkrecht zur Faserrichtung mit 20W/m/K eher gering ist, sind die Ausschnitte für die AlN-Plättchen versetzt angeordnet, um die Wärme auf möglichst viele Fasern zu verteilen.



# Kapitel 7

## Testergebnisse Prototypmodule

In Freiburg und in anderen Instituten wurden seit dem Jahr 2002 mehrere Prototypmodule mit K5 Hybriden gebaut. In diesem Kapitel sollen die Testergebnisse dieser Module beschrieben werden.

### 7.1 Auslesesystem

Um den Hybrid- und Modulbauzentren ein möglichst kostengünstiges Testsystem zur Verfügung zu stellen, wurden die einzelnen Komponenten des Systems als VME-Karten gefertigt (s.Abb. 7.1). Der VME-Bus ist weit verbreitet und schnell genug für diese Anwendung. Das System ist auf den gleichzeitigen Test von bis zu sechs Hybriden ausgelegt.

Da der Test möglichst einfach gestaltet sein soll, wird auf eine optische Datenübertragung verzichtet. Die Signale werden elektrisch mittels handelsüblicher Netzwirkabel zwischen Auslesesystem und Hybrid übertragen. Um auch einzelne Hybride komplett testen zu können, wird der redundante Ausgang des DORICs nicht mit dem Nachbarmodul verbunden, sondern auf den redundanten Eingang der ABCDs des gleichen Moduls gelegt.

Die 40MHz *clock* (CLK) und die *commands* (COM) werden von der SLOG<sup>ii</sup>-Karte generiert [SLOG]. Sie besitzt die Möglichkeit bis zu sechs Module anzuschließen. Die Ausgänge der SLOG sind mit dem AERO [GR02] verbunden. Die Aufgabe des AERO ist es, die optische Auslese zu emulieren. Das 40MHz CLK Signal wird im AERO auf 80MHz hochgetaktet. In diese *clock* (CLK) werden die *commands* (COM) einmoduliert. Dieses Signal wird mittels Ethernet Kabel (Kat. 5e) direkt auf den Eingang des DORICs geleitet. Das Ausgangssignal des VDCs wird über weitere Aderpaare des Netzwirkabels zum AERO geführt. Da die Ausgangsstufe des VDC eigentlich nur für eine Signalübertragung von wenigen cm ausgelegt ist, sollte die Länge des Netzwirkabels möglichst kurz gehalten werden. Die Obergrenze für einen reibungslosen Betrieb beträgt 5m.

Die Signale des VDCs werden detektiert, verstärkt und an die Mustard<sup>iii</sup>-Karte, die dem gesamten Auslesesystem den Namen gibt, weitergeleitet. Sie hat 12 Kanäle, für jede

---

<sup>ii</sup> **S**low **C**ommand **G**enerator

<sup>iii</sup> **M**ultichannel **S**emiconductor **T**racker **A**BCD **R**eadout

Hybrideiten. Damit die Mustard Karte synchronisiert zum Modul arbeiten kann, empfängt sie auch das CLK-Signal von der SLOG Karte.

Die Versorgungsspannungen werden von zwei verschiedenen Karten generiert. Die Low-Voltage-Karte stellt die analoge und digitale Versorgungsspannung für die Hybride zur Verfügung. Der maximale Strom beträgt 1.3A. Erreicht der Strom dieses Limit, schaltet sich die LV-Karte selbst ab. Die HV-Karte dient der Hochspannungsversorgung der Sensoren. Die Stromstärke kann in 10nA Schritten gemessen werden. Hier ist ebenfalls ein Stromlimit einstellbar. Für Module, deren Sensoren noch nicht durch Strahlung geschädigt wurden, wird typischerweise mit einem Limit von 50µA gearbeitet.

Für das Funktionieren des Auslesesystems ist es wichtig, dass die Einzelkomponenten aufeinander abgestimmt werden. Das betrifft hauptsächlich das *Timing* und die Pegelhöhe der digitalen Signale. Auch die zu testenden Chips sind Teil des Auslesesystems. Ihre Eigenschaften können sich, durch Schwankungen in den Prozessparametern, von Wafer zu Wafer verändern. Somit kann das Timing nicht für alle Hybride bzw. Module gleich eingestellt werden, sondern muss von Hybrid zu Hybrid angepasst werden:

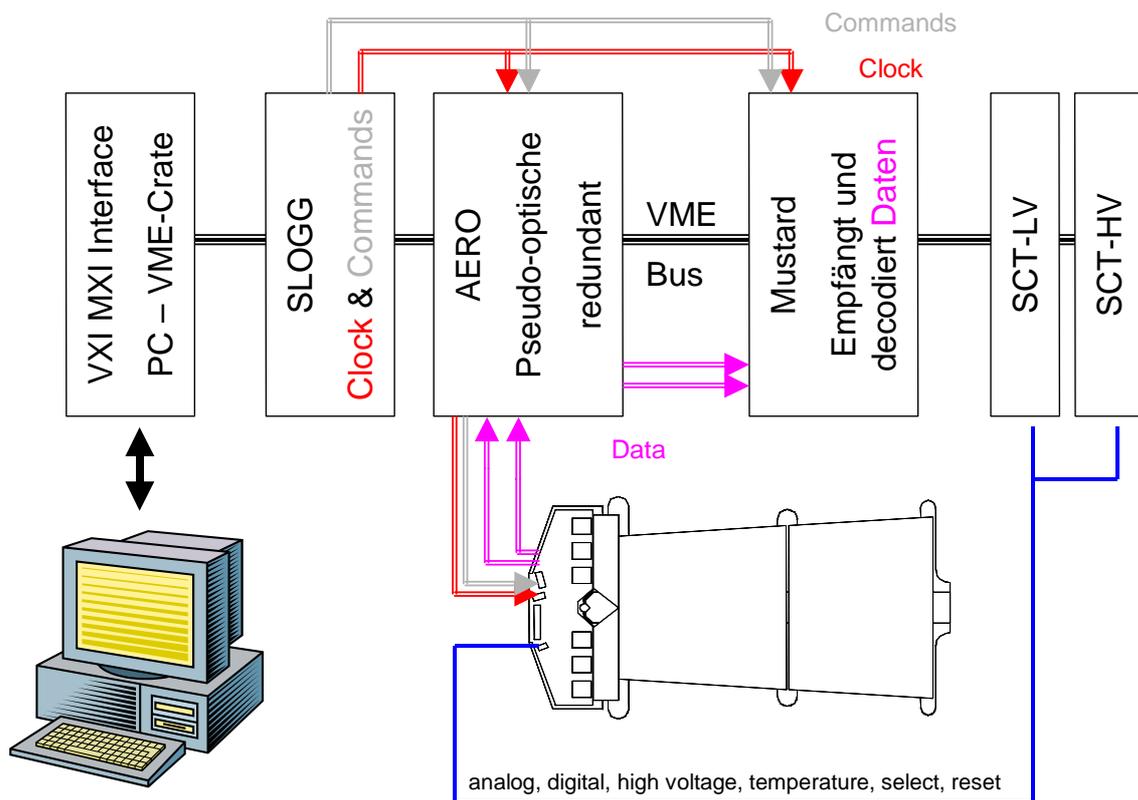


Abbildung 7.1 Schematische Darstellung des Auslesesystems

Die Phase zwischen CLK und COM. Die *commands* können von den ABCDs nur erkannt werden, wenn sie den richtigen zeitlichen Abstand zur ansteigenden Flanke des CLK Signals haben. Die Genauigkeit hierfür beträgt 3ns. Beim Test der ersten 300 Hybride musste diese Größe nicht verändert werden. Die Streuung scheint sehr klein zu sein. Allerdings wurde schon bei einigen bestrahlten Modulen beobachtet, dass dieser Wert angepasst werden muss.

Die Ausgangssignale des VDC müssen richtig interpretiert werden. Dazu ist es möglich, die Schwelle VDAC im AERO, die zwischen *high* und *low* trennt, einzustellen. Der Ausgangspegel schwankt von VDC zu VDC. Zusätzlich hängt er von der Temperatur und der digitalen Versorgungsspannung ab. Diese beiden Größen werden während der Standard Tests variiert, eventuell ist dann eine Anpassung von VDAC notwendig.

Die Daten, die vom Mustard dekodiert werden sollen, müssen die richtige Phase zum CLK-Signal haben. Der Bereich, in dem das Dekodieren der Mustard-Karte nicht funktioniert, beträgt etwa 5ns, die restlichen 20ns eines CLK-Zyklus können die Daten richtig interpretiert werden.

Die Effekte, durch die sich falsch eingestellte Parameter bemerkbar machen, sind vielfältig. Im einfachsten Falle erhält man von der Mustard-Karte „*TimeOuts*“, d.h. von der Mustard-Karte können keine Daten empfangen, oder „*Protocol Violation Errors*“, d.h. die Mustard-Karte bemerk zwar eingehende Daten, kann diese aber nicht dekodieren. Es ist aber auch möglich, dass die digitale Verbindung zwischen Auslesesystem und Hybrid scheinbar gut funktioniert die Daten aber trotzdem nicht wie erwartet aussehen: Z.B. wenn ein ABCD nur Nullen sendet, das reduzierte  $\chi^2$  der S-Kurven sehr hoch ist oder das gesamte Modul betreffende Effekte auftreten, sollte man immer die oben aufgeführten Parameter überprüfen.

## 7.2 Test von Hybriden

Der ABCD3TA [DA00a] ist die Version des ABCDs, die in den ATLAS SCT eingebaut wird. In ihm befinden sich mehrere Digital Analog Konverter (DAC), deren Linearität besser als 0.5% ist [AB98]. Besonders wichtig für die Testergebnisse ist die Kalibrierung, die direkt vom Absolutwert und der Streuung der Testpulse abhängt. Um den Testpuls zu erzeugen, wird an eine Kapazität am Eingang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers für kurze Zeit eine Spannung angelegt. Diese Spannung wird von DAC mit 8 Bit erzeugt. Die Ausgangsspannung  $V_{DAC}$  kann mit einer nominalen Schrittweite von 0.625mV zwischen 0 und 160mV gewählt werden. Sie ist nicht temperaturstabilisiert. Zwischen  $V_{DAC}$  und der Chiptemperatur  $T_{ABCD}$  besteht ein linearer Zusammenhang [VA01]:

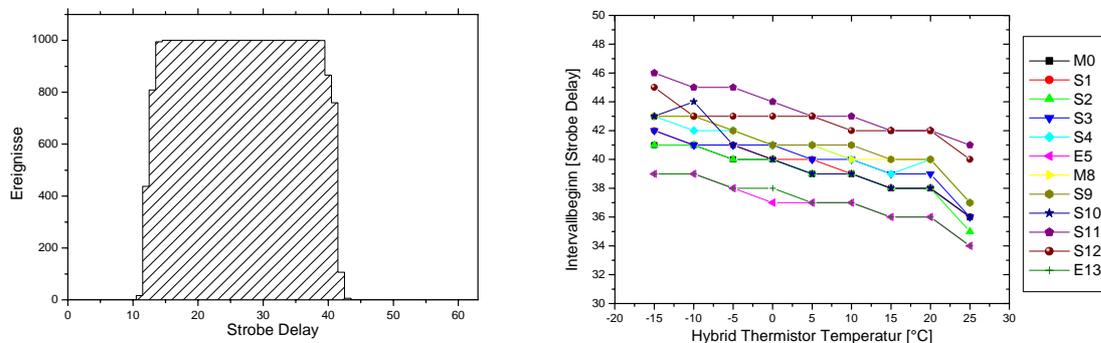
$$V_{DAC}(T) = V_{DAC}(T = 293K) \cdot \left( 1 + \beta \cdot \frac{T - 293}{T} \right). \quad (7.1)$$

$\beta$  wurde zu  $-0.082\%/K$  bestimmt. Für bestrahlte ABCDs wurde ein Wert von  $-0.069\%/K$  gefunden.

Des Weiteren hängt die Größe des Testpulses von der Größe der Testkapazität ab. In den Technischen Spezifikationen wird während der Produktion der ABCDs nur eine Genauigkeit von 20% ( $3\sigma$ ) für diese Kapazität gefordert, allerdings muss die Streuung innerhalb eines einzelnen ASICs kleiner als  $\sigma=0.7\%$  sein. Es ist deshalb notwendig, um die Kanäle der ABCDs zu kalibrieren, die Abweichung der Testkapazitäten zu kennen. Hierfür werden auf jedem Wafer an fünf verschiedenen Stellen Teststrukturen gemessen. Aus dem Mittelwert wird ein Korrekturfaktor für ABCDs dieses Wafers bestimmt. In der Vorserie betrug der Mittelwert der Korrekturfaktoren aller K5-Module  $1.108 \pm 0.051$ . Für die ersten 571 Wafer aus der Serienproduktion lag er niedriger bei  $1.044 \pm 0.032$ .

Eine weitere Fehlerquelle bei der Kalibrierung ist die Einstellung der Schwelle. Die Ausgangsspannung des dafür verantwortlichen DAC ist ebenfalls temperaturabhängig.  $\beta$  beträgt hier  $-0.19\%/K$  und nach Bestrahlung  $-0.18\%/K$ .

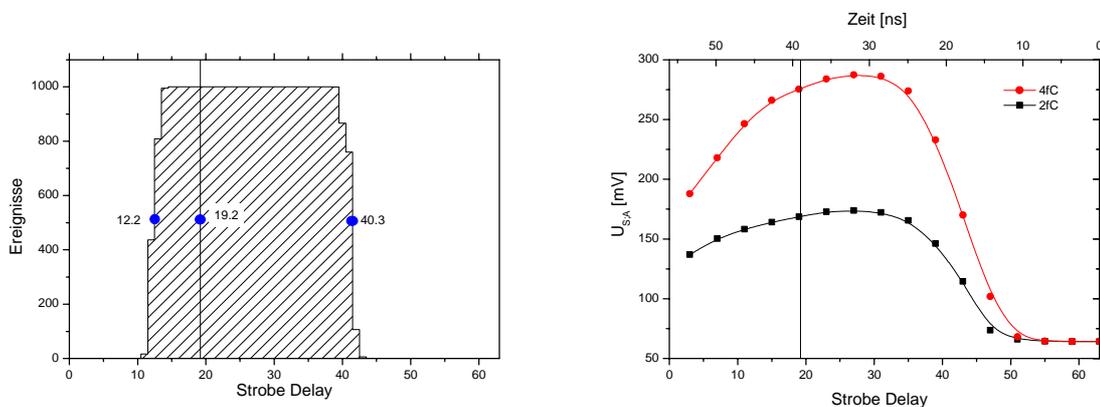
Auch die Geschwindigkeit der Signalverarbeitung ist temperaturabhängig. Ein Maß dafür ist, wie schnell das Shaperausgangssignal die am Komparator eingestellte Schwelle erreicht. Um dies zu messen, variiert man bei fester Eingangsladung und Schwelle das *Strobe Delay* (s. Abschnitt 4.4). Die Testpulse können nur in einem bestimmten Intervall nachgewiesen werden (s. Abb. 7.2 links). Das *Strobe Delay* gibt die Verzögerung zwischen ansteigender Flanke im *clock* Signal und dem Kalibrationspuls an. Wenn man das *Strobe Delay* vergrößert, werden die Kalibrationspulse später auf die Eingänge der Auslesekanäle gegeben. Bezieht man sich auf den Injektionszeitpunkt, wird somit für große *Strobe Delay* Werte die Shaperausgangsspannung zu einem früheren Zeitpunkt mit der Schwelle verglichen als für kleine *Strobe Delay* Werte. Die *Strobe Delay* Achse ist der Zeitachse somit entgegengesetzt. Somit entspricht der *Strobe Delay* Wert, bei dem die Effizienz abfällt, dem Zeitpunkt, bei dem die Shaperausgangsspannung die Schwelle erreicht. Mit zunehmender Temperatur erfolgt der Effizienzabfall bei kleineren *Strobe Delay* Werten (s. Abb. 7.2 rechts) bzw. später nach der Testpulsinjektion.



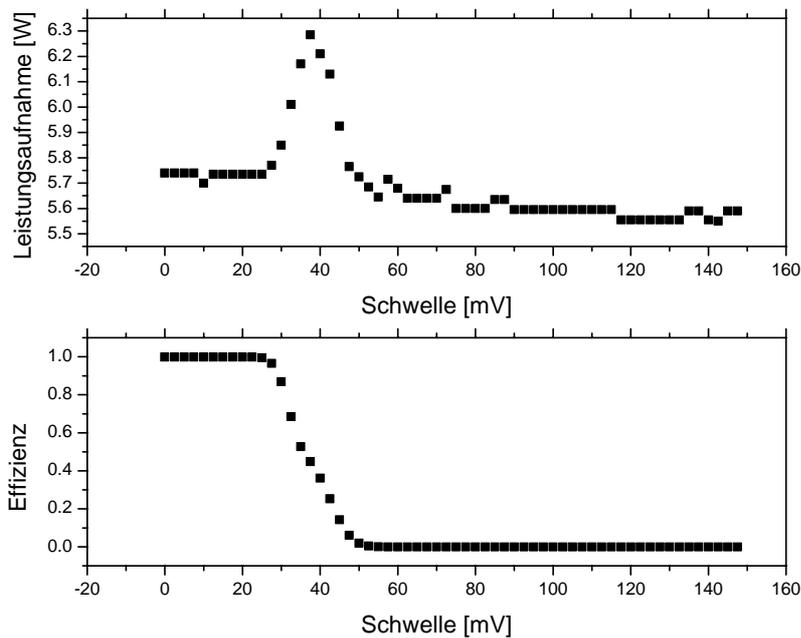
**Abbildung 7.2** links: Testpulse können nur für ein Intervall von *Strobe Delay* Werten nachgewiesen werden. rechts: Die Lage des Intervalls ist temperaturabhängig.

Um die Shaperausgangsspannung zeitlich aufgelöst zu messen, wurde der Zeitpunkt der Testpulsinjektion mit Hilfe des *Strobe Delays* variiert. Für jeden *Strobe Delay Wert* wird bei konstanter Testladung ein Schwellenscan durchgeführt. In Abbildung 7.3 (rechts) sind die Mediane der S-Kurven gegen das *Strobe Delay* aufgetragen. Um die Zeitachse zu kalibrieren wird bei einer Schwelle von 2fC und einer Eingangsladung von 4fC das *Strobe Delay* im *Edge Mode* (vergl. Abschnitt 4.4) variiert. Dies stellt sicher, dass die Plateaubreite exakt einem *clock*-Zyklus (25ns) entspricht.

Die Leistungsaufnahme des ABCDs hängt von der am Komparator eingestellten Schwelle ab (s. Abb. 7.4). Bei Erreichen der Schwelle, die einer Eingangsladung von 0fC entspricht, ist die Leistungsaufnahme am höchsten. Dies liegt daran, dass für diese Schwelle der Ausgang des Komparators häufig umschaltet – denn die Wahrscheinlichkeit ein Signal zu sehen beträgt 50%. Somit schaltet der Komparator häufig um. Dies führt zu einem Anstieg des Digitalstroms. Das Maximum der Leistungsaufnahme liegt auch für Schwellenscans mit größeren Eingangsladungen bei der Schwelle, die 0fC entspricht. Die Testpulse werden nur mit einer Frequenz von 100kHz auf den Kanaleingang gegeben, für die restlichen *clock*-Zyklen beträgt die Eingangsladung 0fC. Somit wird am Verstärkerausgang häufig umgeschaltet.



**Abbildung 7.3 links:** *Strobe Delay Scan* bei 4fC Eingangsladung im EDGE MODE zur Bestimmung des optimale Strobe Delays und der Kalibrierung der Zeitachse. **rechts:** Zeitliche Auflösung des Shaperausgangssignals für verschiedene Eingangsladungen.



**Abbildung 7.4 oben:** Leistungsaufnahme von 12 ABCD3TA ASICs auf einem Hybrid in Abhängigkeit von der Schwelle. Das Maximum ergibt sich etwa beim 50%-Punkt für 0fC Eingangsladung (**unten**)

Eine Erhöhung der Leistungsaufnahme führt zu einer Erhöhung der ASIC-Temperatur. Die Temperatur des Masters auf der Oberseite eines Hybrids wurde mit einem Infrarotsensor während eines Schwellenscans aufgezeichnet. Die Temperaturschwankung an der Oberfläche betrug  $1.5^{\circ}\text{C}$ . Da das räumliche Auflösungsvermögen des Sensors nur  $2\text{mm} \times 2\text{mm}$  beträgt, ist nicht auszuschließen, dass die Temperaturzunahme lokal noch höher ist.

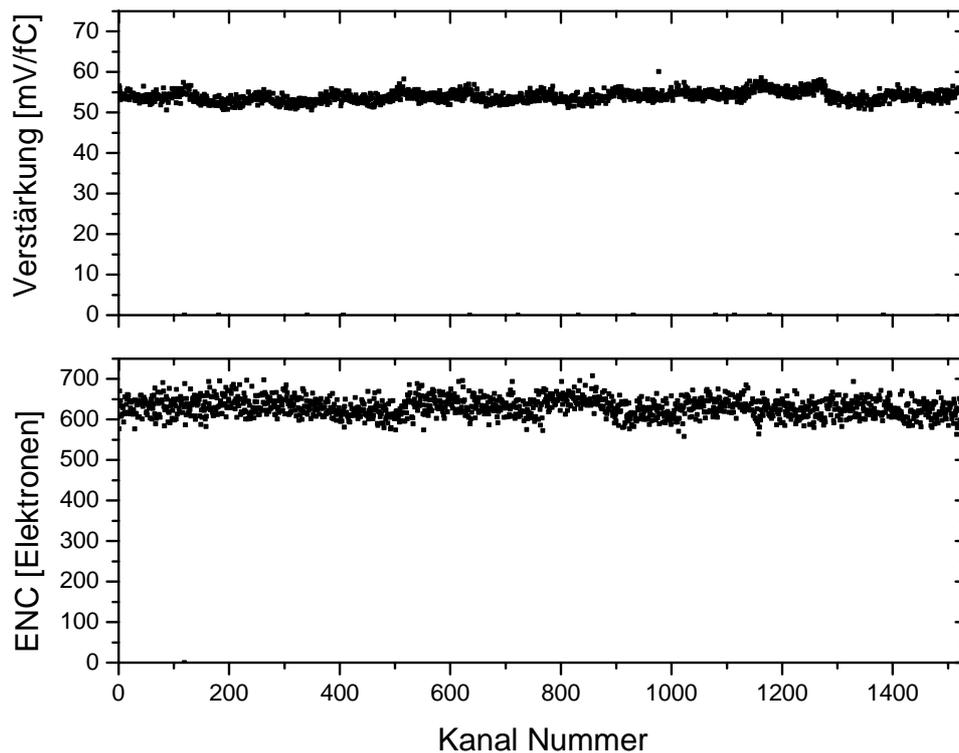
Zur ENC Bestimmung aus S-Kurven wird die Breite der S-Kurven und die Verstärkung benötigt. Um Schwankungen in der Kalibrierung zu vermeiden, die durch Temperaturschwankungen verursacht werden, ist es in der SCT-Kollaboration üblich, die ENC bei 2fC anzugeben. Für diese Schwelle, die  $100\text{mV}$  bis  $120\text{mV}$  größer als die Schwelle bei 0fC ist, ist die Leistungsaufnahme und somit die Temperatur stabil.

In Abbildung 7.5 sind die Verteilungen von Verstärkung und Rauschen auf einem K5-Hybrid gegen die Kanalnummern aufgetragen. Die ersten 768 Kanäle befinden sich auf der Oberseite, die restlichen Kanäle auf der Unterseite des Hybrids. In der Verteilung der Verstärkung kann man 12 nach oben geöffnete Bogen sehen, die den 12 ABCDs entsprechen. Diese bogenförmige Struktur ist Folge des Zusammenfassens der Kanäle in vier Kalibrierungsschaltkreise. In jeder Gruppe befinden sich 32 Kanäle, an deren Testpuls-Kapazitäten gleichzeitig ein Spannungspuls angelegt wird. Durch den relativ hohen Strom gibt es Spannungsabfälle. Dies führt dazu, dass auf den Kapazitäten in der Chipmitte

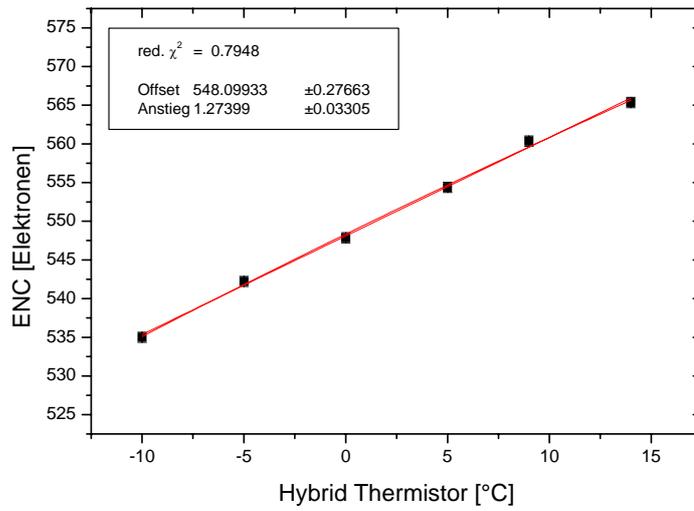
weniger Ladung deponiert wird, was letztendlich zu einer niedrigeren Verstärkung führt. Man misst in der Mitte des ABCD eine um 4% niedrigere Verstärkung.

Um das in Kapitel 5 erklärte Modell zur ENC Berechnung zu überprüfen, wurde die ENC in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit der DACs wurde berücksichtigt. Für jede Temperatur wurde ein neuer Arbeitspunkt für das *Strobe Delay* bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Wie vom Modell erwartet besteht ein linearer Zusammenhang. Die Änderung der ENC pro Kelvin beträgt  $1.27 \pm 0.03 \text{ e}^-/\text{K}$ . Das ist mehr, als die  $0.89 \text{ e}^-/\text{K}$  vom Modell vorhergesagten Elektronen. Betrachtet man die ENC in Abhängigkeit von dem Kollektorstrom des Eingangstransistors findet man ebenfalls näherungsweise einen linearen Zusammenhang.

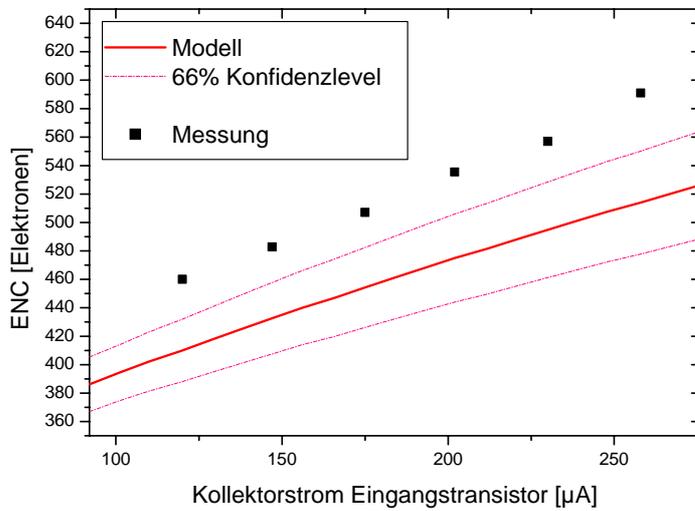
Die bisherigen Messungen wurden bei Standardwerten für den Kollektorstrom von  $220 \mu\text{A}$  durchgeführt. Das Modell aus Kapitel 5 sagt eine Zunahme der ENC um ein Elektron pro  $1 \mu\text{A}$  Kollektorstrom voraus. Messungen bestätigen dies, allerdings ist auch hier der Absolutwert der ENC etwa 50 Elektronen größer, als vom Model vorhergesagt (s.Abb. 7.7).



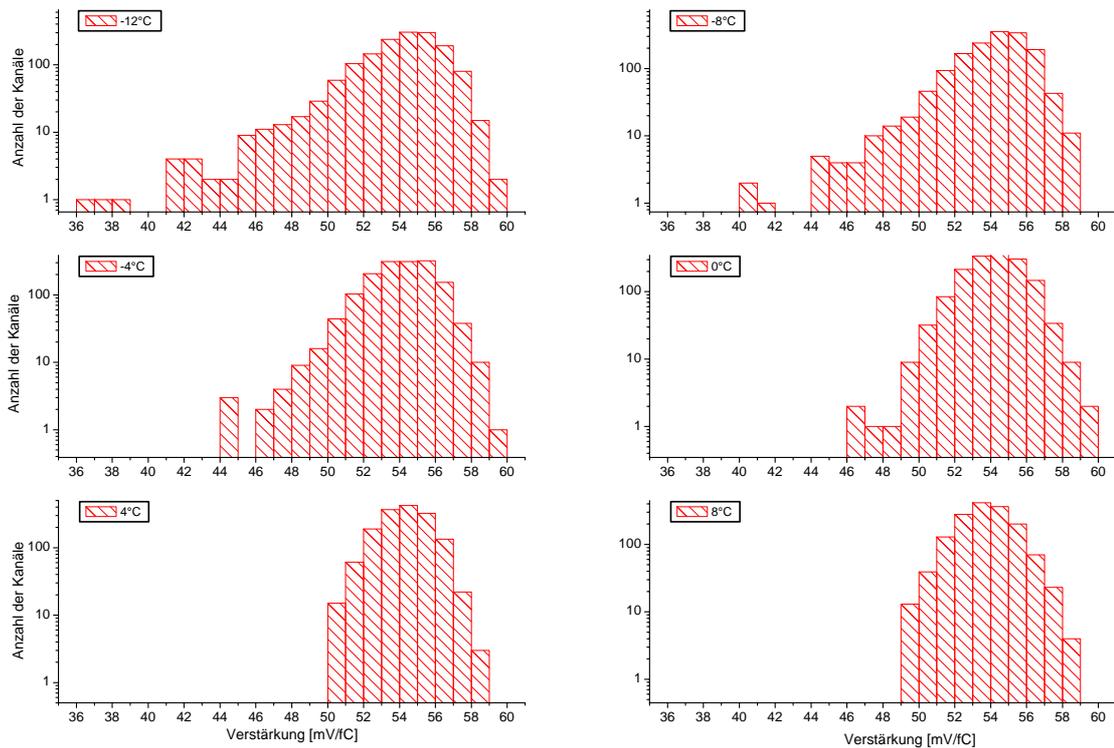
**Abbildung 7.5** Verstärkung und ENC auf einem K5 Hybrid



**Abbildung 7.6** ENC in Abhängigkeit von der Hybridthermistortemperatur. Die Messpunkte stellen die durchschnittliche ENC des Hybrids dar



**Abbildung 7.7** ENC eines ABCD3TA in Abhängigkeit vom Kollektorstrom des Eingangstransistors. Die Größe des Konfidenzlevels berechnet sich aus der Streuung der Modelparameter.



**Abbildung 7.8** Für verschiedene Hybridthermistortemperaturen ist die Häufigkeitsverteilung für die Verstärkung eines Hybrids mit 12 ABCD3TA Chips aufgetragen. Die Anzahl auf der y-Achse ist logarithmisch aufgetragen.

Der zweite Parameter im analogen Teil des ABCDs, den man einstellen kann, ist der sogenannte *shaper current*, der den Basisstrom der Transistoren in den Verstärkungsstufen des Pulsformers regelt. Er kann zwischen  $0\mu\text{A}$  und  $36\mu\text{A}$  mit einer Schrittweite von  $1.2\mu\text{A}$  gewählt werden. Der Nominalwert beträgt  $30\mu\text{A}$ . Die ENC hängt linear vom *shaper current* ab. Ihre Zunahme beträgt  $(1.8\pm 0.1)$  Elektronen pro  $\mu\text{A}$ .

Während der Arbeit mit den ABCDs wurde ein Problem gefunden, das alle ABCDs betrifft: Für Chiptemperaturen größer als  $10^\circ\text{C}$  ist die Häufigkeitsverteilung der Verstärkung der einzelnen Kanäle normalverteilt. Sinkt die Chiptemperatur unter etwa  $4^\circ\text{C}$ , was einer Hybridthermistortemperatur von etwa  $0^\circ\text{C}$  entspricht, verringert sich bei einzelnen Kanälen die Verstärkung. Dieser Effekt nimmt mit der weiteren Abnahme der Temperatur zu (Abbildung 7.8). Die Häufigkeitsverteilung bekommt einen Ausläufer zu niedrigen Verstärkungen. Die Breite der S-Kurven, d.h. das Rauschen des Signals am Shaperausgang, verändert sich aber nicht. Somit nimmt die ENC dieser Kanäle zu, teilweise so stark, dass die Spezifikationen verletzt werden. Abhilfe kann auf zwei Arten geschaffen werden. Einerseits hilft eine Erhöhung der analogen Versorgungsspannung. Dadurch wird natürlich auch die Leistungsaufnahme vergrößert, allerdings ist die Zunahme der Temperatur nicht so stark, dass man die Verbesserung auf sie zurückführen kann. Eine

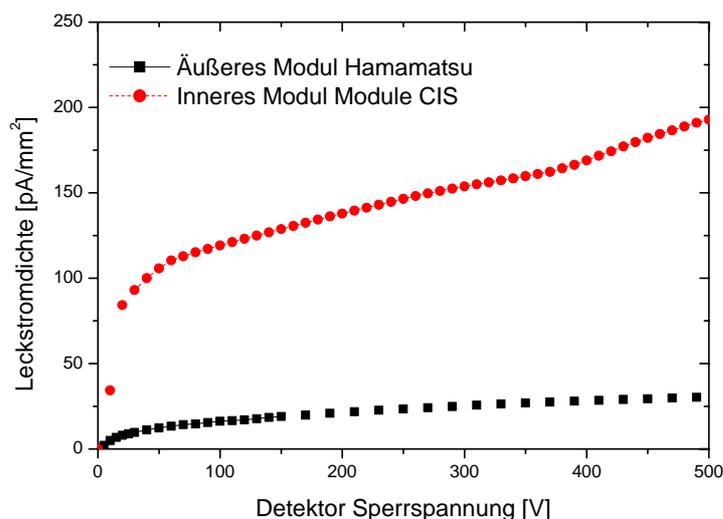
weitere Möglichkeit ist es, den *shaper current* auf  $20\mu\text{A}$  abzusenken. Dadurch sinkt zwar die Verstärkung, die ENC und damit das Signal zu Rausch Verhältnis der normal arbeitenden Kanäle bleiben davon aber im wesentlichen unverändert. Die Verstärkung und die ENC der Kanäle, die bei Nominalwerten noch einen Abfall der Verstärkung gezeigt haben, verhalten sich nun unauffällig.

### 7.3 Messungen an Prototypmodulen mit Testpulsen

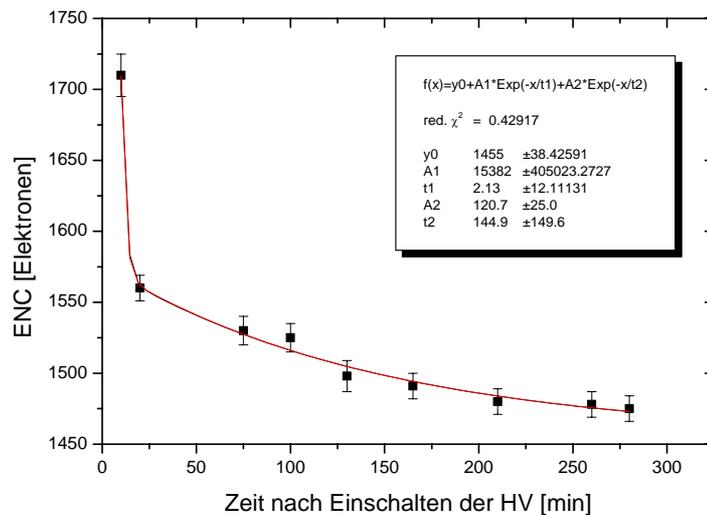
Im folgenden sollen Testergebnisse an den ersten Prototypmodulen mit K5-Hybriden vorgestellt werden.

Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, ist elektronisches Rauschen der Module neben den Chipparametern auch von den Detektoren abhängig. Die Strom- Spannungskennlinie für Module mit Sensoren verschiedener Hersteller ist in Abb. 7.9 dargestellt. Das innere Modul ist mit CIS-Sensoren aufgebaut, das äußere Modul mit Hamamatsu-Detektoren. Normiert man den Leckstrom auf die Streifenlänge, ist er für CIS-Sensoren etwa vier mal so hoch wie für Hamamatsu Sensoren. Allerdings ist der Beitrag eines Leckstroms im  $\mu\text{A}$  Bereich zur ENC so klein, dass er praktisch nicht zum Gesamtrauschen beiträgt.

Das zeitliche Verhalten der Zwischenstreifenkapazität zeigt einen Einschalteneffekt (s. Abb. 3.7). Die Zwischenstreifenkapazität fällt innerhalb der ersten Betriebsstunde deutlich ab. Wie stark, hängt davon ab, wie lange am Sensor keine Hochspannung anlag bzw. wie stark das Oxid statisch aufgeladen ist. Da viele Rauschquellen direkt proportional zur am Eingang anliegenden Gesamtkapazität sind, nimmt auch das elektronische Rauschen zeitlich ab (s. Abb. 7.10). Dieser Effekt wird „*Noise Decay*“ genannt. Deshalb wird vor jeder



**Abbildung 7.9** Strom- Spannungskennlinien für Detektormodule unterschiedlicher Streifenlänge. Es werden Sensoren von CIS bzw. Hamamatsu verwendet.



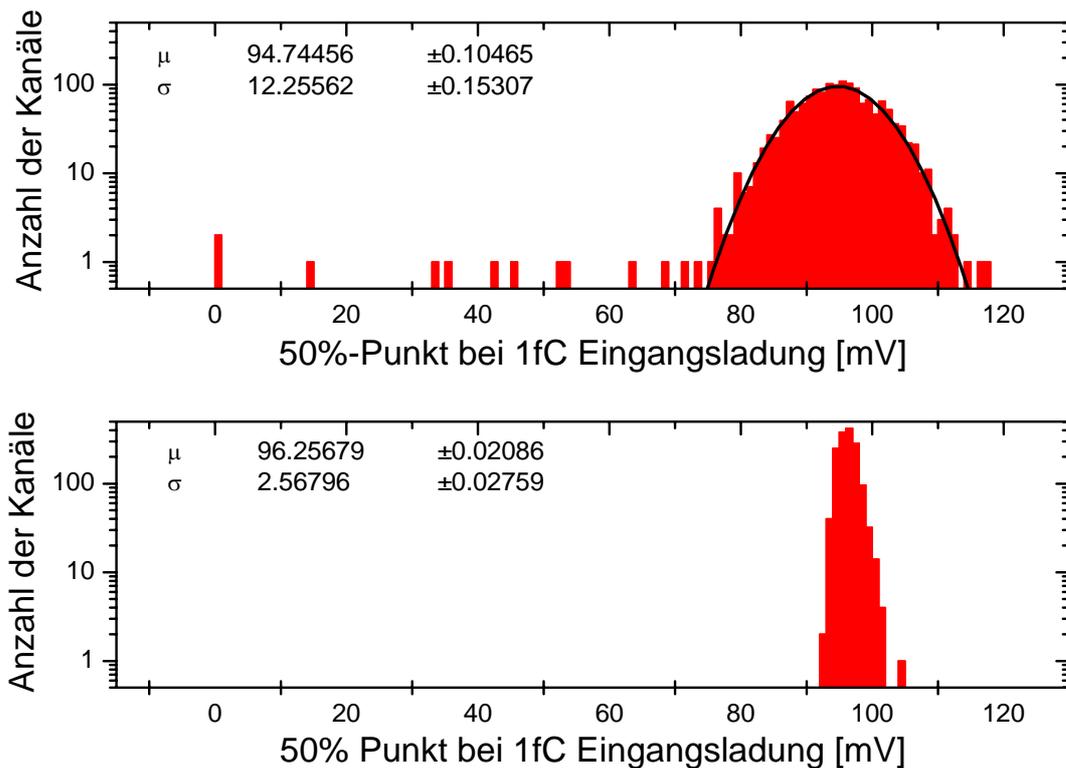
**Abbildung 7.10** „Noise Decay“: Wegen der Abnahme der Zwischenstreifenkapazität nimmt auch die ENC eines Detektormoduls mit der Zeit ab.

Messung mindestens zwei Stunden lang Hochspannung an die Sensoren angelegt. Bei der Qualitätskontrolle während der Produktion werden die Module einem 24 Stunden Dauertest unterzogen, bevor die ENC der einzelnen Kanäle bestimmt wird.

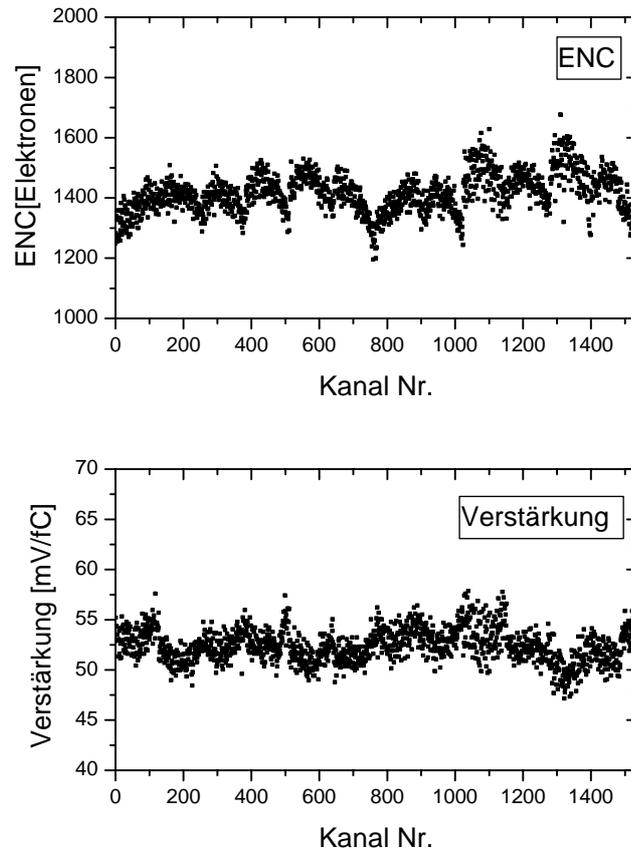
Wichtig für den Betrieb im Experiment ist, dass die Lage der 50% Punkte der einzelnen Kanäle eine möglichst geringe Streuung aufweisen, da die Schwelle für einen einzelnen Chips nur global eingestellt werden kann. Da die einzelnen Kanäle relativ zur Verstärkung von 50mV/fC eine recht große Streuung von etwa 12mV aufweisen, das entspricht also 0.24fC, ist es möglich, den Offset der einzelnen Kanäle zu verschieben. Dazu wird bei einer Eingangsladung von 1fC für die 16 zur Verfügung stehenden *TrimDAC*-Werte (s. Abschnitt 4.4) ein Schwellenscan durchgeführt und der Median der S-Kurve bestimmt. Dies wird in allen vier zur Verfügung stehenden Schrittweiten (*TrimRanges*) durchgeführt. Das Standardverfahren [SCTDAQ] ist es dann, die Offsets so zu verschieben, dass alle Kanäle aller 12 ABCDs bei 1fC möglichst dicht beieinander liegen. Wie man in Abb. 7.11 (oben) sehen kann, treten für die Mediane der S-Kurven in einem Modul ohne Offsetsausgleich etliche Ausreißer auf, die sehr weit vom Mittelwert entfernt sind. Um sie zu den 50%-Punkten der übrigen Kanäle zu verschieben reicht eine Schrittweite von 4mV nicht mehr aus. Höhere Schrittweiten werden gewählt. Da auch der *TrimRange* nur global für einen ABCD gesetzt werden kann führt dies zu einer Zunahme der Streuung der 50%-Punkte des offsetangepassten Moduls.

Betrachtet man die ENC und die Verstärkung für die verschiedenen Kanäle (Abb. 7.12) kann man Strukturen innerhalb der Chips erkennen. Die Verstärkung nimmt zur Chipmitte hin ab, das Rauschen nimmt zu. Dies wird wie in Abschnitt 7.1 schon erwähnt durch das

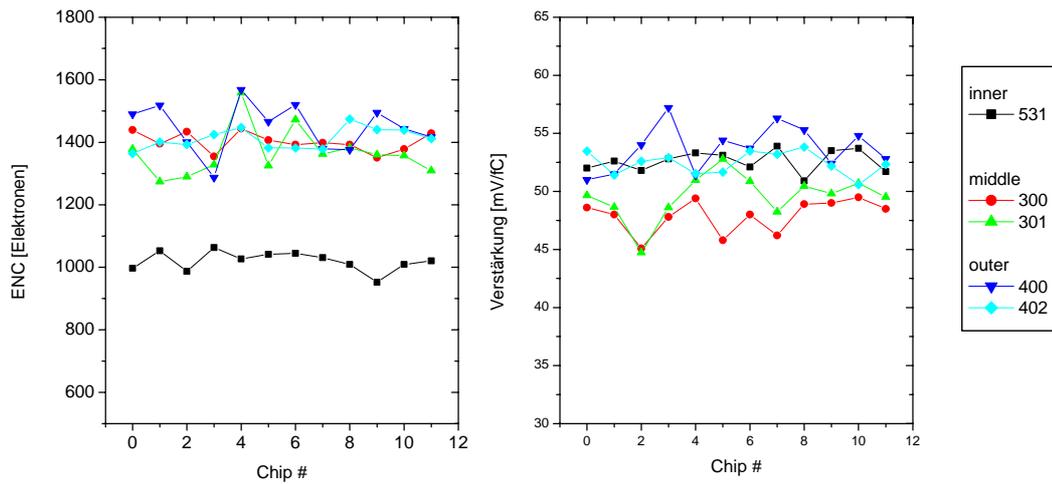
Parallelschalten der Testkapazitäten von je 32 Kanälen verursacht: Der Spannungspuls, der an sie angelegt wird, nimmt zur Chipmitte hin ab. Da die ENC aus dem Quotienten des Ausgangsrauschens und der Verstärkung bestimmt wird, kommt es in den einzelnen ABCDs zu einer nach unten geöffneten bogenförmigen Struktur. Die Mittelwerte von ENC und Verstärkung der ABCDs können sich innerhalb eines Moduls durchaus stark unterscheiden (s. Abb. 7.13). Dies tritt besonders häufig bei Hybriden mit Vorserien-ASICs auf, da bei der Produktion dieser ABCDs die Prozessparameter von Wafer zu Wafer verschieden waren. Die mittleren und äußeren Module in Abbildung 7.13 sind mit ABCDs aus der Vorserie bestückt. Die ENC für die verschiedenen Modultypen ist um etwa 5% größer, als vom Model vorhergesagt.



**Abbildung 7.11** Lage der 50%-Punkte bei 1fC für die Kanäle eines Moduls ohne Offsetverschiebung (oben) und mit angepassten Offset auf dem Zielwert 96.25mV (unten).



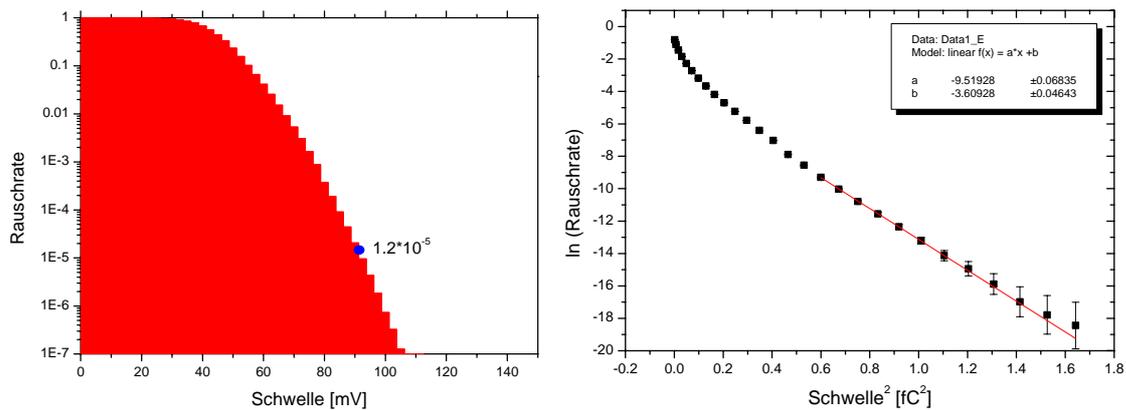
**Abbildung 7.12** ENC und Verstärkung für das äußere Modul K5-402 bei  $T_{\text{therm}}=2^{\circ}\text{C}$



**Abbildung 7.13** ENC und Verstärkung für Module verschiedener Typen im Vergleich. Die Temperatur des Thermistors auf dem Hybrid betrug bei allen Messungen  $5^{\circ}\text{C}$ . Dies entspricht einer Sensortemperatur von  $-7^{\circ}\text{C}$ . Die Ergebnisse sind mit den Korrekturfaktoren für die Kalibrierungsschaltkreise korrigiert.

Modultyp	Name	Verstärkung [mV/fC]	ENC [Elektronen]	Rauschrate bei 1fC
inneres	531	$52.6 \pm 1.6$	$1020 \pm 31$	$<1.0 \cdot 10^{-7}$ $+5 \cdot 10^{-8}$ $-5 \cdot 10^{-8}$
mittlere	300	$47.9 \pm 1.4$	$1393 \pm 42$	$1.0 \cdot 10^{-5}$ $+0.8 \cdot 10^{-5}$ $-0.6 \cdot 10^{-6}$
	301	$51.2 \pm 1.5$	$1366 \pm 41$	$0.9 \cdot 10^{-5}$ $+0.8 \cdot 10^{-5}$ $-0.5 \cdot 10^{-6}$
äußeres	302	$48.2 \pm 1.4$	$1417 \pm 43$	$1.3 \cdot 10^{-5}$ $+0.9 \cdot 10^{-5}$ $-0.7 \cdot 10^{-6}$
	400	$53.7 \pm 1.6$	$1447 \pm 43$	$1.3 \cdot 10^{-5}$ $+0.9 \cdot 10^{-5}$ $-0.7 \cdot 10^{-6}$
	402	$52.7 \pm 1.6$	$1411 \pm 42$	$1.2 \cdot 10^{-5}$ $+0.9 \cdot 10^{-5}$ $-0.7 \cdot 10^{-6}$

**Tabelle 7.1** Testergebnisse der ersten in Freiburg gebauten Module mit K5-Hybriden. Für Verstärkung und ENC sind die Standardabweichungen angegeben. Der Fehler der Rauschrate wurde aus der Ungenauigkeit der Kalibrierung berechnet.



**Abbildung 7.14 links:** Rauschrate in Abhängigkeit von der Schwelle in mV für das äußere Modul K5-402. Der blaue Punkt entspricht der Rauschrate bei einer Schwelle von 1fC. **Rechts:** Logarithmus der Rauschrate gegen das Quadrat der Schwelle in fC. Aus dem Anstieg für große Schwellen kann die ENC bestimmt werden.

Eine wichtige Kenngröße für ein Detektormodul ist die Rauschrate. Sie gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass von einem Kanal ein Teilchendurchtritt signalisiert wird, obwohl kein Teilchen durch den dazugehörigen Streifen geflogen ist. In Abb. 7.14 ist sie in Abhängigkeit von der Schwelle für ein äußeres Modul aufgetragen. Laut „ATLAS Technical Design Report“ [TDR5] sollen die ABCDs bei einer Schwelle, die 1fC entspricht, betrieben werden. Für äußere Module findet bei 1fC Schwelle ein Rauschrate von etwa  $1.3 \cdot 10^{-5}$ , für mittlere Module liegt sie bei  $1.0 \cdot 10^{-5}$  und für innere Module, die aufgrund der

kürzeren Streifen eine geringere Kapazität am Eingang der Auslesekänaäle anliegen haben, ist sie bei 1fC kleiner als  $10^{-7}$ . Dies liegt deutlich unter den im FDR geforderten  $5.0 \cdot 10^{-4}$ , die für eine gute Spurerkennung notwendig sind.

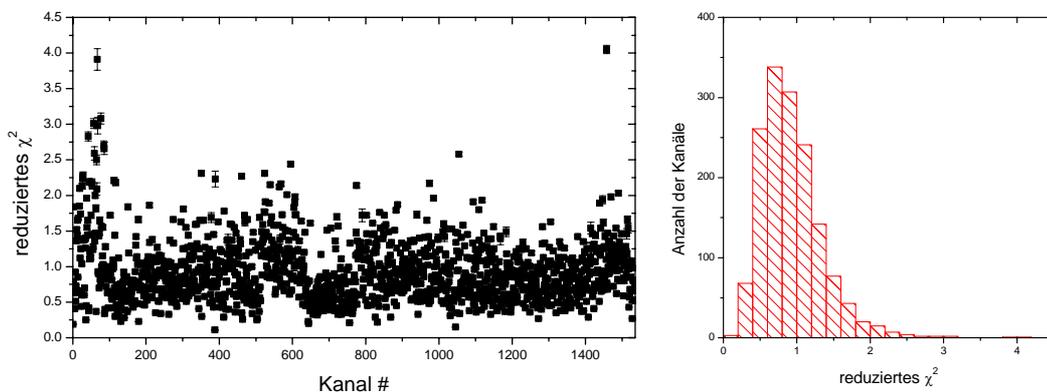
Geht man von gaußschen Rauschquellen aus, kann man die Rauschrate bei 1fC auch in eine ENC, die normalerweise aus der Breite der S-Kurven bestimmt wird, umrechnen.  $1.2 \cdot 10^{-5}$  entsprechen einer ENC von  $1460 \pm 73$  Elektronen. Die beiden Hauptfehlerquellen sind die Ungenauigkeit der Testkapazitäten und die Streuung der einzelnen Kanäle um den 1fC Punkt.

Trägt man den Logarithmus der Rauschrate gegen das Quadrat der Schwelle in fC<sup>2</sup> geht diese Funktion für Schwellen die größer als 0.8fC sind in eine Gerade über. Aus dem Anstieg a der Gerade lässt sich ebenfalls die Breite der S-Kurve und somit die ENC bestimmen:

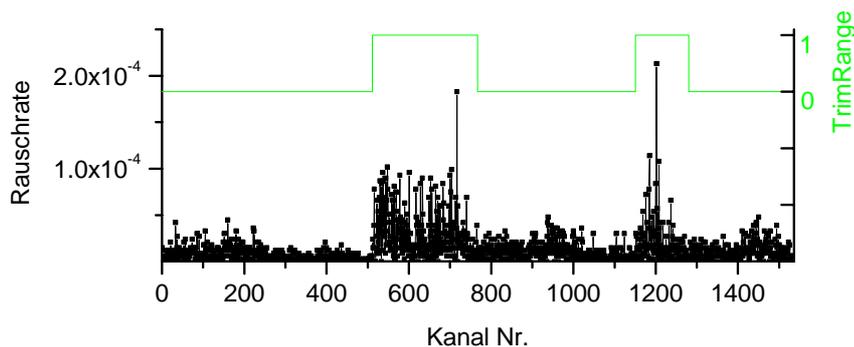
$$ENC_{RG} = 6250 \cdot \sqrt{-\frac{1}{2} \frac{1}{a}} \quad (7.2)$$

Für das Modul K5-402 erhält man so eine ENC von  $(1432 \pm 73)$  Elektronen. Der Index RG steht für Rauschrate Gerade. Die beiden aus der Rauschratenmessung bestimmten Werte für die ENC sind gut mit dem Wert verträglich, der für dieses Modul mit dem Standardverfahren, also aus der Breite der S-Kurve, bestimmt wurde. Alle Messwerte liegen innerhalb einer Standardabweichung.

Um zu überprüfen, dass nur gaußsches Rauschen in K5-Modulen eine Rolle spielt, kann man eine Kurvenanpassung der theoretischen S-Kurve (4.29) an die Messdaten von Schwellenscans ohne Testladung durchführen. Für jeden Kanal wurde das minimale reduzierte  $\chi^2$  bestimmt. Für die meisten Kanäle liegt es im Bereich von 1 (s. Abbildung 7.15). Die zeigt, dass in K5-Modulen *Common Mode Noise* vernachlässigt werden kann.



**Abbildung 7.15** Reduziertes  $\chi^2$  aus einem Fit an die Daten des Schwellenscans bei 0fC werden gaußsche S-Kurven gefittet. Die Zahl der Freiheitsgrade liegt zwischen 12 und 16.



**Abbildung 7.16** Rauschrate bei einer Schwelle von 1fC und *TrimRange* für die einzelnen Kanäle.

Betrachtet man die Rauschrate für die einzelnen Kanäle bei einer festen Schwelle von 1fC stellt man fest, dass in ABCDs, die in einem höherem *TrimRange* betrieben werden, eine höhere Streuung in der Rauschrate auftritt (s. Abb. 7.16). Dies liegt an der größeren Schrittweite der Offsetverschiebung was effektiv zu einer größeren Streuung der gesetzten Schwelle um den gewünschten 1fC Punkt führt.

Für das zeitliche Auflösungsvermögen ist eine schnelle Signalverarbeitung notwendig. Das Maß hierfür ist der sogenannte *Timewalk*: Für Eingangsladungen zwischen 1.25fC und 10fC werden im *Edge-Mode Strobe-Delay-Scans* durchgeführt. Für die verschiedenen Eingangsladungen werden die *Strobe Delay* Werte ermittelt, bei denen die Shaperausgangsspannung auf 1fC angestiegen ist, das ist der Wert, bei dem die Nachweiseffizienz gerade 50% beträgt. Je größer die Testladungen desto früher wird dieser Wert erreicht. Je kleiner der Abstand dieser *Strobe-Delay* Werte für die Eingangsladungen von 1.25fC und 10fC ist, desto schneller ist die Signalverarbeitung. Die *Strobe-Delay* Achse wird wie in Abb. 7.2 skizziert zeitlich kalibriert: Der Abstand zwischen den beiden 50% Punkten beträgt gerade einen *clock*-Zyklus, da die ABCDs ja im EDGE Mode betrieben werden, d.h. nur dann ein Ereignis für den Kanal angezeigt wird, wenn das Signal von einem Zeitbin zum nächsten über die Schwelle steigt und nicht, wenn auch schon im davorliegenden Zeitbin über der Schwelle war. Laut Chipspezifikationen [DA01] muss der Timewalk kleiner 16ns sein, damit zwei Signale im Abstand von 50ns aufgelöst werden können. Für K5-Module werden Werte im Bereich von 12ns gemessen (s. Abb. 7.17).

Zwischen ENC und Temperatur wurde wie vom Modell (Kapitel 5) vorhergesagt für alle drei Modultypen ein linearer Zusammenhang gefunden (s. Abb. 7.18). Allerdings ist auch hier die vom Model erwartete Zunahme der ENC mit der Temperatur höher als vom Model erwartete (Tab.7.2). Da dies auch für das Hybrid gilt ist davon auszugehen, dass entweder die Parameter falsch angenommen oder das Model für den Chip nicht alle Effekte berücksichtigt. Da die Kurvenanpassung an die Daten allerdings Werte für die Chipparameter liefert, die weit von den publizierten Werten für die Parameter entfernt liegen, ist davon auszugehen, dass das Model die Verhältnisse für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit zu stark vereinfacht hat.

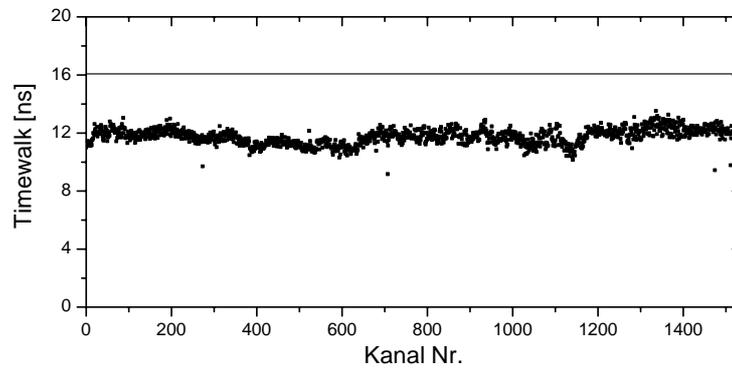


Abbildung 7.17 Timewalk für das äußere Modul K5-402

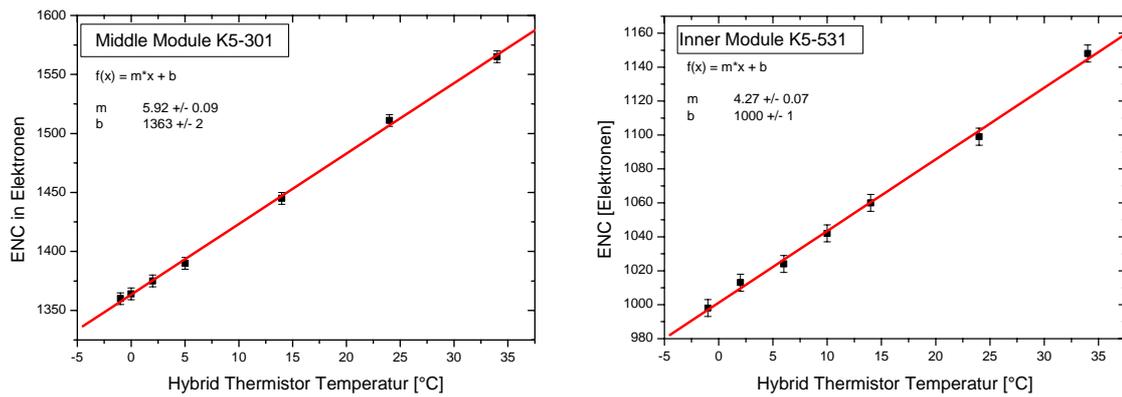
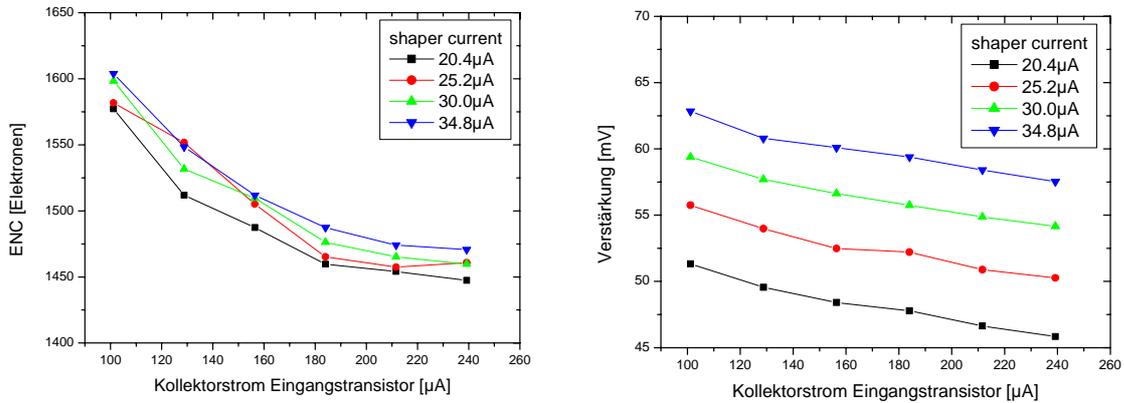


Abbildung 7.18 Abhängigkeit der ENC von der Temperatur für ein mittleres und ein inneres Modul

Modultyp	exp. bestimmt [e <sup>-</sup> /K]	Modell [e <sup>-</sup> /K]
Hybrid	1.3 ± 0.1	0.9 ± 0.1
inneres	4.2 ± 0.1	3.0 ± 0.2
mittleres	5.8 ± 0.1	4.2 ± 0.3
äußeres	6.0 ± 0.1	4.2 ± 0.3

Tabelle 7.2 Temperaturabhängigkeit verschiedener Modultypen



**Abbildung 7.19** Abhängigkeit der ENC bzw. der Verstärkung vom Kollektorstrom des Eingangstristors für das mittlere Modul K5-301. Als Parameter ist der *shaper current*, der den Basisstrom der Verstärkungsstufen im Pulsformer regelt, aufgetragen.

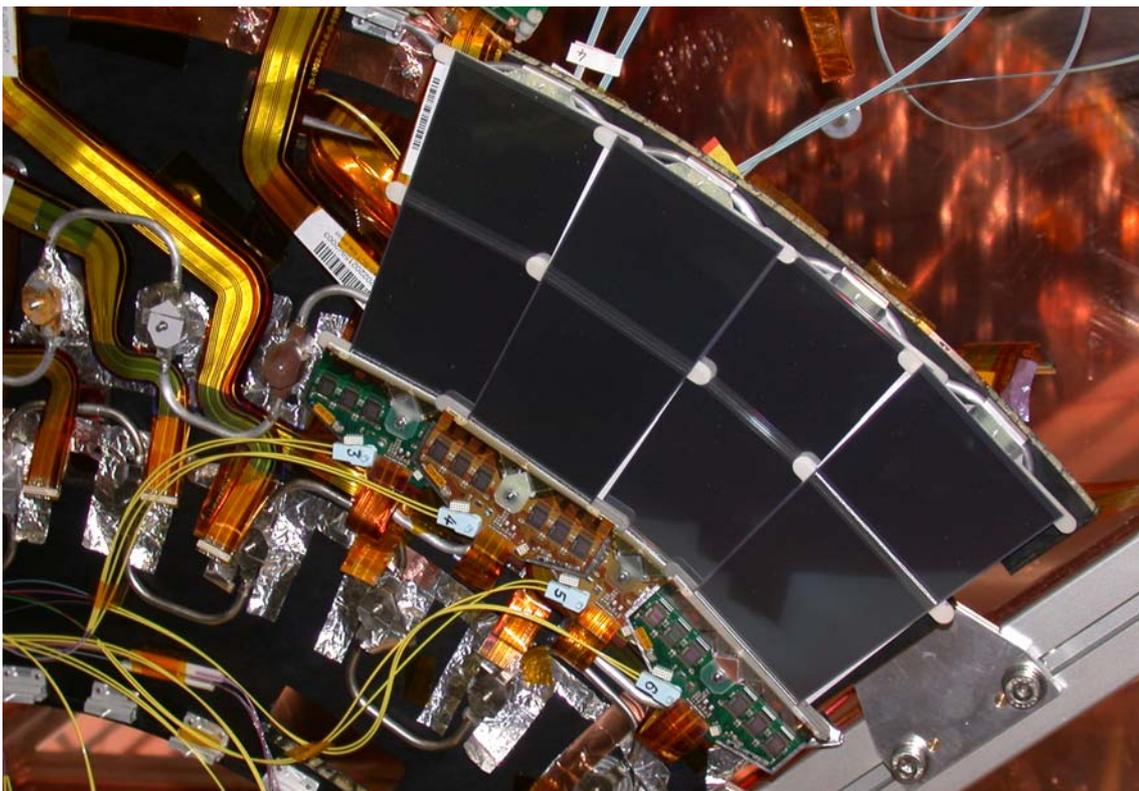
Für ein mittleres Modul wurde die Abhängigkeit der ENC und der Verstärkung vom Kollektorstrom des Eingangstristors und vom *shaper current* (s. Abschnitt 4.4) untersucht. Wie vom Modell vorhergesagt ist die ENC für große Kollektorströme am niedrigsten (s. Abb. 7.19). Mit dem *shaper current* werden die Basisströme von weiteren Transistoren, die der Signalverstärkung dienen, geregelt. Die ENC nimmt somit mit größeren Werten zu, da durch den größeren Strom auch das Rauschen der Transistoren größer wird. Durch einen höheren *shaper current* nimmt die Verstärkung zu.

## 7.4 Systemtest

Die im vorigen Abschnitt präsentierten Messungen wurden an einzelnen Modulen in Testboxen durchgeführt. Die Frage ist ob sich Module gegenseitig stören, wenn sie gleichzeitig im Experiment betrieben werden. Dort werden sie ringförmig um die Strahlachse angeordnet. Um einen kompletten Ring zu erhalten werden die Module in der Höhe zueinander versetzt montiert mit einem Überlapp von fünf Streifen. Dies gewährleistet, dass Teilchen von primär Vertices nicht zwischen den Modulen hindurchfliegen können und so nicht nachgewiesen werden. Der Höhenabstand zwischen den Sensoren beträgt 6mm. Die Hybride überlappen großflächig, besonders die der äußeren Module (s. Abbildung 7.20). In diesen Überlappbereichen ist es möglich, dass Störsignale kapazitiv von einem Modul zum anderen koppeln. Auch Unterschiede in *ground*- und *power*-Potentialen der verschiedenen Module führen zu einem Störsignal. Auf der Kohlefaserdisk verlaufen die Flachbandkabel für die Stromversorgung der einzelnen

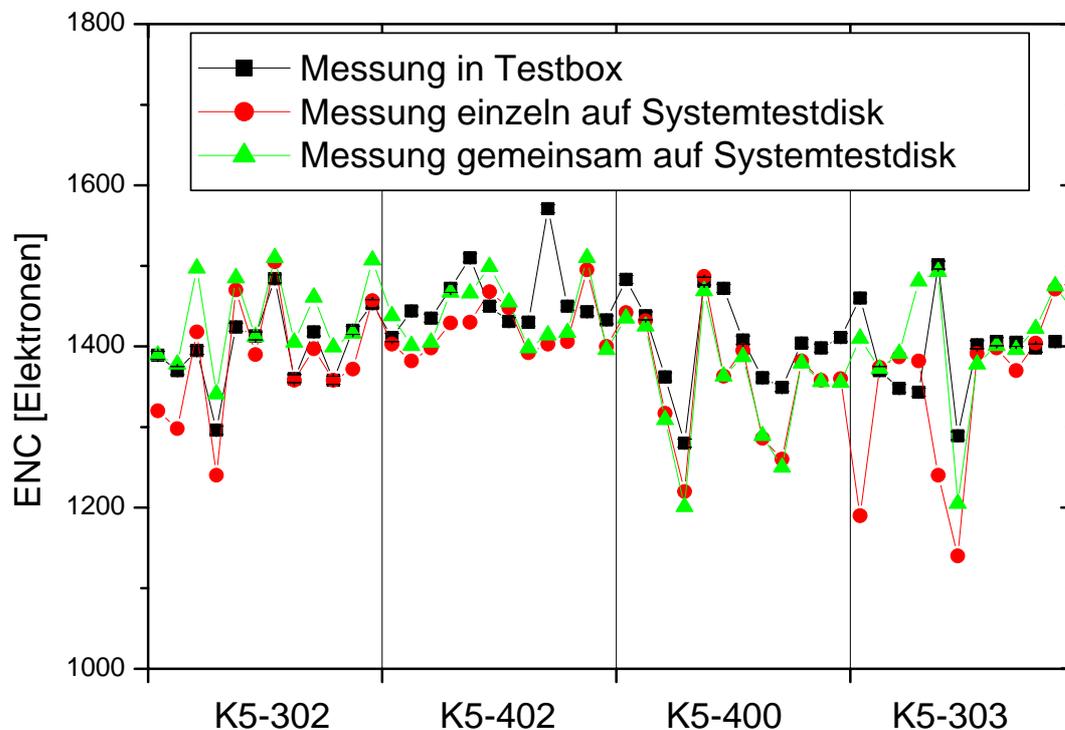
Module teilweise direkt aufeinander. Möglicherweise kann so Rauschen von einem Modul zum nächsten kapazitiv über die Stromversorgungskabel koppeln. Die Module werden optisch ausgelesen, dazu wird direkt auf einen Hybridstecker eine kleine Platine mit der PIN-Diode und den beiden VCSELs eingesteckt. Eine *support-card* an der Seite der Module entfällt, die als zusätzliche Rauschquelle bei den Testboxmessungen in Frage kommt.

Um zu untersuchen, ob sich die Module bei gleichzeitigem Betrieb gegenseitig beeinflussen, wurden die ersten vier Detektormodule mit K5-Hybriden auf einen Prototyp eines Endkappen Rades montiert. Für jedes Modul wurde einzeln die ENC und das Rauschen bestimmt (Abbildung 7.21). Das Rauschen war bei gleichen Temperaturen etwa 2% niedriger als bei den Messungen in Testboxen. Betreibt man alle Module gleichzeitig, erhöht sich die ENC im Mittel leicht, für die beiden in der Mitte montierten Module bleibt die ENC etwa gleich. Berücksichtigt man, dass es durch leichte Temperaturschwankungen, *Noise Decay* und der genauen Lage des *Strobe Delays* zu Schwankungen in der ENC kommen kann, sind die Unterschiede nicht signifikant.

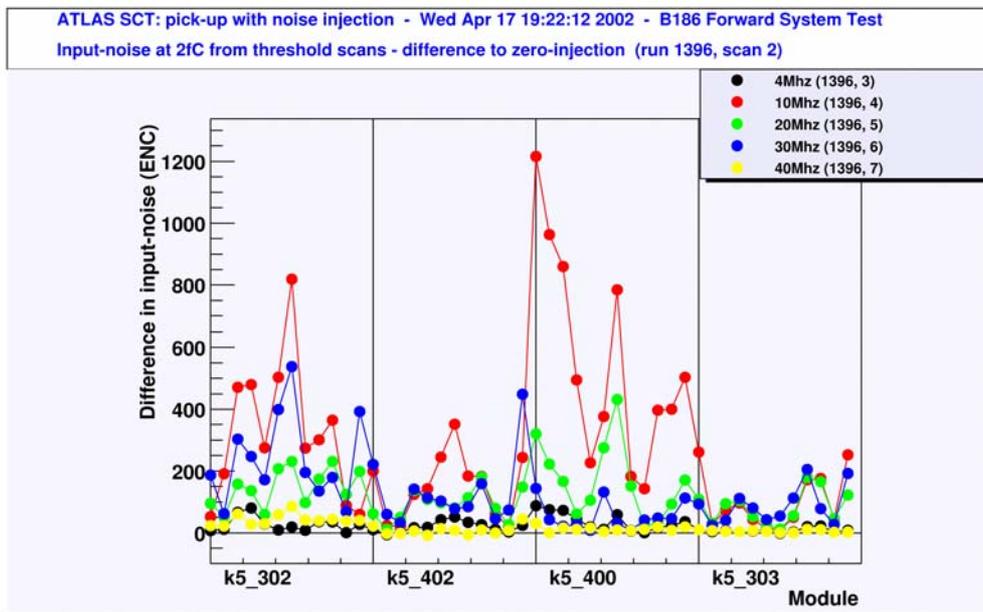


**Abbildung 7.20** Endkappen Systemtest: Vier äußere Module sind auf einen Prototypen eines viertel Kohlefaserrades montiert. Um einen kompletten Ring aus Sensoren um die Strahlachse zu füllen, werden die Module in zwei verschiedenen Höhen montiert. In die Hybride sind zur Stromversorgung Kaptonkabel eingesteckt. In den nummerierten Gehäusen (3, 4, 5, 6) befinden sich die PIN-Diode und die VCSELs. Die Glasfasern sind gelb ummantelt. Die Kühlblöcke für die Module des inneren Rings sind ebenfalls zu sehen. Die Streifen aus Aluminium Folie werden für das Erden der Kühlblock verwendet.

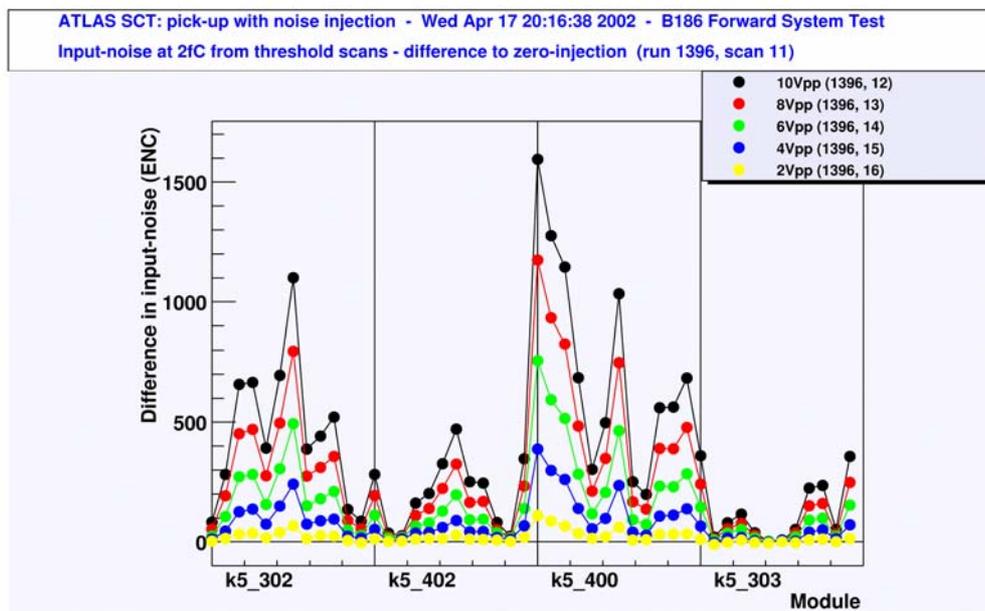
Das *grounding* des SCT soll so ausgeführt werden, dass Störsignale, z.B. auf der Kühlröhre oder der Kohlefaserscheibe, sich möglichst gering auf das Rauschverhalten bzw. die Nachweiseffizienz der Module auswirken. Als ein mögliches Störsignal wurde ein sinusförmiger elektrischer Strom entlang der Kühlröhre generiert. Zunächst wurde für verschiedene Frequenzen bei einer Amplitude des Rauschstroms von 50mA die Größe des Rauschens untersucht. Für Frequenzen kleiner 4MHz und größer 40MHz ist praktisch keine Zunahme der ENC gegenüber einer Messung ohne Rauschstrom durch die Kühlröhre zu beobachten. Im Bereich um 10MHz ist die Zunahme maximal (s. Abbildung 7.22). Dies ist gut mit einer Simulation der Chipdesigner verträglich, die eine maximale Rauschzunahme bei einer Frequenz von 7MHz erwarten. Wie zu erwarten ist die Rauschzunahme proportional zur Amplitude des Rauschstroms (s. Abbildung 7.23).



**Abbildung 7.21** ENC für vier äußere Module unter verschiedenen Bedingungen. Im gleichzeitigen Betrieb auf einer Endkappe verhalten sie sich nicht signifikant unterschiedlich zu den Einzelmessungen in Testboxen.



**Abbildung 7.22** Zunahme der ENC durch Injektion eines sinusförmigen Störsignals in die Kühlröhre. Als Parameter ist die Frequenz des Störsignals angegeben. Für eine Störsignalfrequenz von 10MHz ist das zusätzliche Rauschen maximal.



**Abbildung 7.23** Zunahme der ENC durch Injektion eines sinusförmigen Störsignals in die Kühlröhre. Als Parameter ist die Amplitude des Störsignals aufgetragen. Die Rauschzunahme ist proportional zur Amplitude des Störsignals.

## 7.5 Signalerzeugung mit einem Infrarot Laser

Die Daten der bis hier vorgestellten Messungen wurden mit Hilfe des internen Kalibrierungsschaltkreises des ABCD3TA gewonnen. D. h. es wurden bisher noch keine Signale in den Detektoren erzeugt. Interessant wäre es, diese durch minimal ionisierende Teilchen zu generieren, das wäre allerdings mit den nötigen Teilchenrate nur an Teilchenbeschleunigern möglich. Dies eignet sich somit nicht für einen Standardtest innerhalb einer Produktion. Eine technisch einfache Möglichkeit für die Erzeugung von Elektron-Loch Paaren besteht in der Einstrahlung eines Laserstrahls.

Das in Freiburg verwendete System [KE00] verwendet einen Halbleiter-Laser der Firma Picoquant. Er hat eine Wellenlänge  $\lambda$  von 980nm. Sein Strahlprofil ist gaußförmig. Mit einer optischen Faser wird er in den Strahlengang eines Mikroskops eingekoppelt (Abbildung 7.24). Damit wird in der Fokalebene ein Durchmesser von weniger als  $4\mu\text{m}$  erreicht. Der Öffnungswinkel beträgt  $2.8^\circ$ . Die offene Testbox ist auf einem x-y-Tisch montiert, dessen Genauigkeit in jeder Achsenrichtung  $1.5\mu\text{m}$  beträgt. Der Abstand zum Objektiv ist frei wählbar, für die folgenden Messungen befindet sich die Sensoroberfläche  $30\mu\text{m}$  über der Fokalebene.

Die Photonen des Laserstrahls, die eine Energie von  $1.27\text{eV}$  haben, werden fast ausschließlich durch den Photoeffekt absorbiert. Dies geschieht mit der höchsten Wahrscheinlichkeit schon beim Auftreffen auf den Sensor. Die Absorptionswahrscheinlichkeit nimmt mit zunehmendem Abstand von der Sensoroberfläche exponentiell ab. Folglich nimmt auch die Intensität des Laserstrahls und damit auch die Zahl  $N_{e/h}$  der generierten Elektron-Loch-Paare mit der Tiefe  $z$  im Sensor ab:

$$N_{e/h}(z) = N_{e/h}(z = 0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{a(\lambda)}\right) \quad (7.3)$$

$a(\lambda)$  ist die sogenannte Eindringtiefe, für eine Wellenlänge von 980nm beträgt sie  $85\mu\text{m}$  [WE79].

Die am p-dotierten Streifen gesammelte Ladung  $Q_p$  in Abhängigkeit von der Ausdehnung der Raumladungszone  $d$  ist gegeben durch:

$$Q_p(U_{\text{Bias}}) = Q_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{d(U_{\text{Bias}})}{a(\lambda)}\right)\right)^{(3.5),(3.6)} = Q_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot U_{\text{bias}} / N_D}}{a(\lambda)}\right)\right) \quad (7.4)$$

mit dem spezifischen Widerstand  $\rho_n$  der Beweglichkeit der Elektronen  $\mu_e$  im n-dotierten Substratmaterial.  $Q_0$  kann als die gesammelte Ladung in einer unendlich ausgedehnten Raumladungszone interpretiert werden, falls man von Rekombinationen absieht.

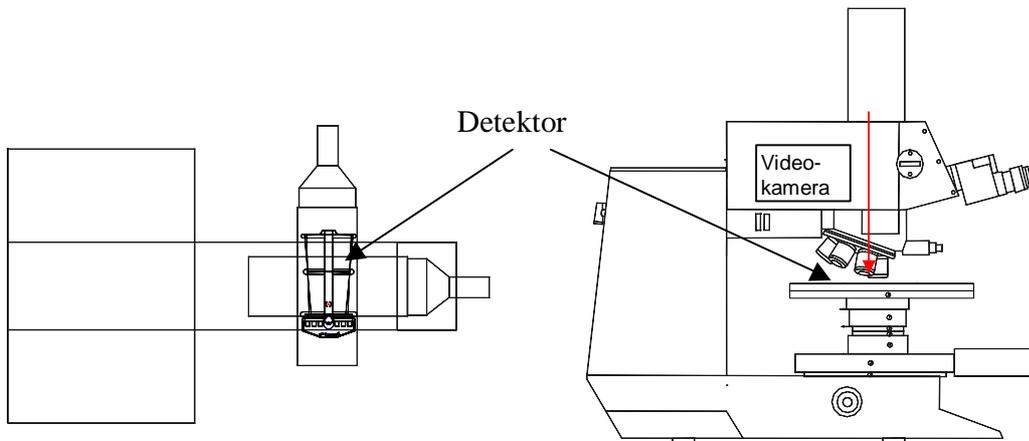


Abbildung 7.24 Aufbau Lasertester

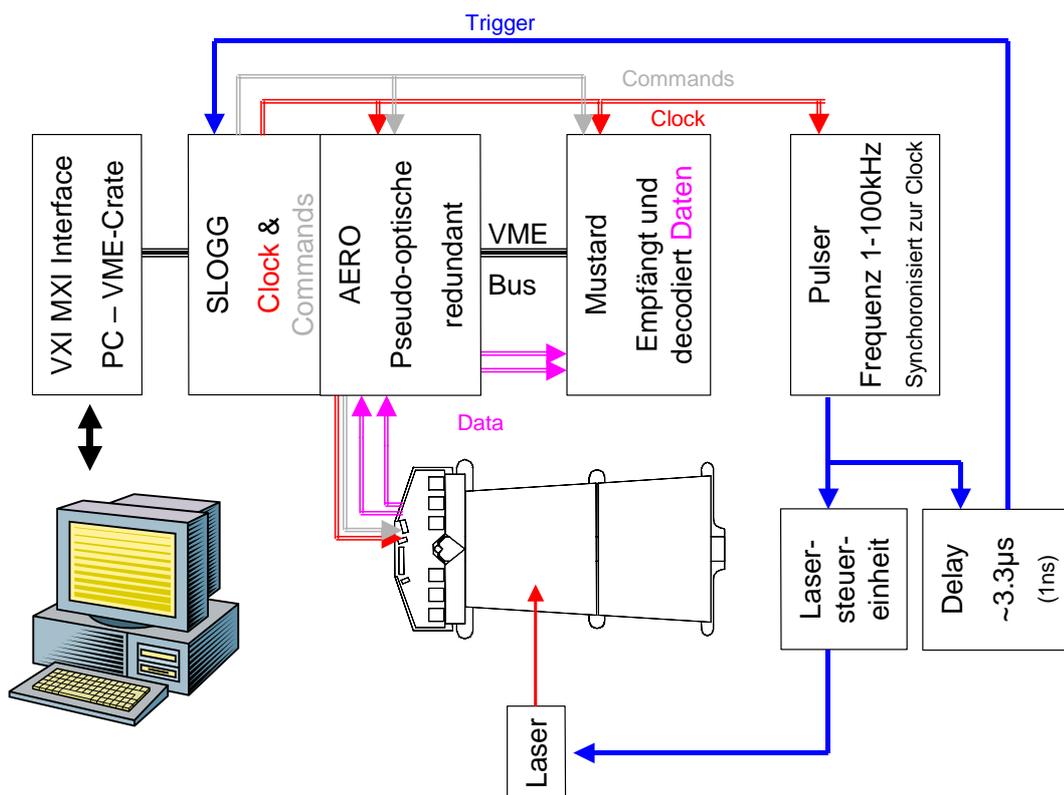


Abbildung 7.25 Schematischer Aufbau des Auslesesystems mit Laser.

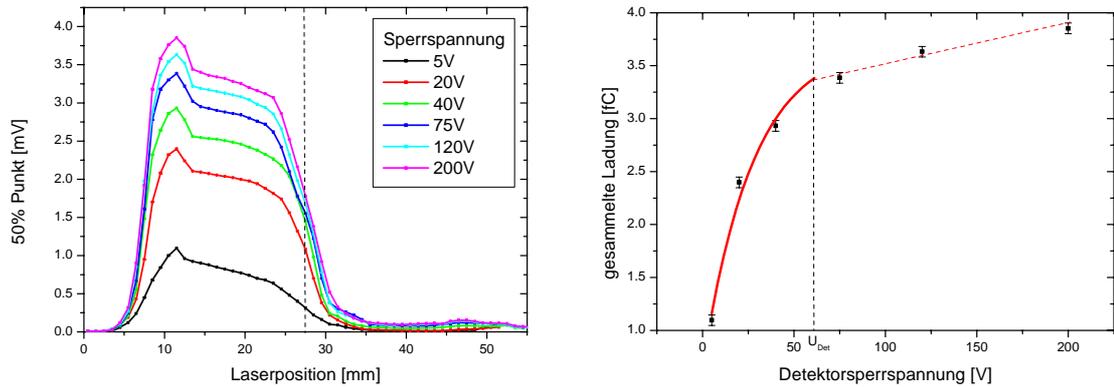
Der Messaufbau für das Lasersystem ist schematisch in Abbildung 7.25 dargestellt. Die von der SLOG-Karte generiert *clock* wird auf einen Pulser geführt, der dieses Signal untersetzt und selbst mit einer frei einstellbaren Frequenz zwischen 1kHz und 100kHz ein Ausgangspuls erzeugt, der als Trigger für die Lasersteuereinheit dient. Die Verwendung dieses Pulsers stellt sicher, dass die Phase zwischen *clock* und Lasertriggersignal konstant ist, d.h. der Laserpuls wird immer im gleichen Abstand zur ansteigenden Flanke des *clock* Signals auf dem Modul abgegeben. Dies ist eine Grundvoraussetzung für quantitative Messungen, da das Shaperausgangssignal immer an einem festen Zeitpunkt relativ zur *clock* mit der Schwelle verglichen wird. Ein nicht zur *clock* synchronisierter gepulster Laserstrahl würde zu einem Effizienzverlust führen. Die Länge des Laserpulses beträgt 4ns. Diese soll dem Umstand Rechnung tragen, dass für ein minimalionisierendes Teilchen der Ladungsschwerpunkt in der Mitte des Detektors liegt. Dies kann mit dem Laser natürlich nicht erreicht werden. Um trotzdem einen ähnlichen Ladungseingang am p-Streifen zu erhalten wird die Pulsdauer erhöht.

Das Triggersignal für die Ausleseelektronik wird vom Ausgangssignal des Pulsers abgegriffen und über ein auf 1ns genau einstellbares *Delay* zum Triggereingang der SLOG-Karte geführt. Die Verzögerung beträgt etwa  $3.3\mu\text{s}$ , was der Speicherdauer der Daten im ABCD entspricht.

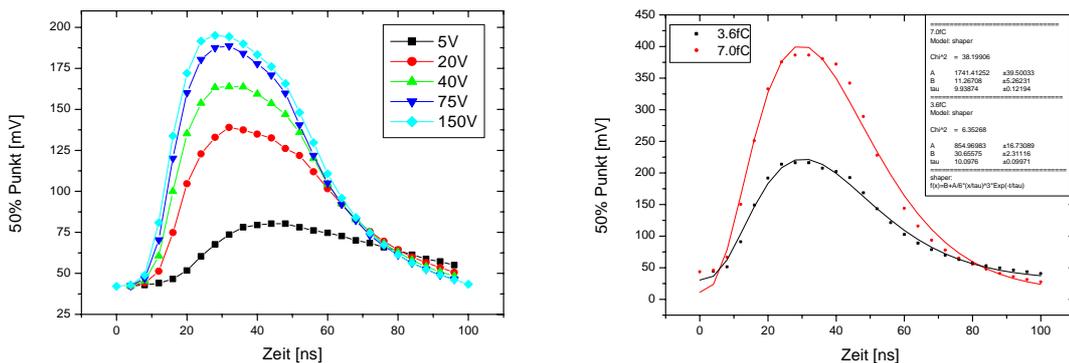
An einem inneren Modul wurde zunächst die Ladungssammlung in Abhängigkeit von der Laserposition untersucht. Die Strahlrichtung war senkrecht zur Detektoroberfläche. Das Modul wird mit dem xy-Tisch in  $1\mu\text{m}$  Schritten senkrecht zur Streifenrichtung unter dem Objektiv bewegt. An jeder Stelle wird ein Schwellenscan durchgeführt. Dabei beträgt die Anzahl der Laserpulse pro Messpunkt 1000. Das Modul wird im *Level Mode* (X1X) ausgelesen. Aus dem 50% Punkt der S-Kurve kann die am Streifen gesammelte Ladung bestimmt werden. Diese Messung wurde für verschiedene Detektorsperrspannungen, also für mehrere Ausdehnungen der Raumladungszone, durchgeführt.

Bei  $x=0\mu\text{m}$  befindet sich der Aluminiumstreifen, durch den das Infrarotlicht des Laser nicht durchdringt (s. Abb. 7.26 links). Bei  $x=8\text{mm}$ , der Aluminiumstreifenkante, gibt es einen Übergang zu vollem Signal. Es ist allerdings kein Sprunghafter Anstieg, da der Laserstrahl eine endliche Ausdehnung hat. An dieser Stelle beträgt sein Durchmesser  $6\mu\text{m}$ . Danach würde man eigentlich ein Plateau erwarten, bevor das Signal zur Mitte zwischen den Streifen wieder abzufallen beginnt. Man erkennt allerdings noch eine deutliche Erhöhung auf dem Plateau bei  $x=11\mu\text{m}$ : Der  $\text{p}^+$ -dotierte Streifen ist etwas breiter als der Aluminiumstreifen und wird in diesem Bereich nicht verdeckt. Der Transmissionskoeffizient des Übergangs von  $\text{SiO}_2$  zu  $\text{p}^+$ -dotiertem Silizium ist größer als der Transmissionskoeffizient zu n-dotiertem Silizium. Dadurch entsteht ein größeres Signal. Anschließend verhält sich die Ladungssammlung so wie erwartet, ein leicht abfallendes Plateau wird von einem starken Abfall im Bereich der Mitte zwischen den Streifen gefolgt.

Die Ladungssammlung nimmt mit Ausdehnung der Raumladungszone zu (s. Abb. 7.26 rechts). Die Ladung, die den p+-Streifen erreicht, nimmt für Spannungen die größer als die Depletionsspannung  $U_{Det}$  sind weiterhin zu. Dies hat zwei Ursachen: Mit Zunahme der Spannung vergrößert sich das elektrische Feld, was zu einem kürzeren aber dafür größeren Ladungspuls am Streifen führt. Außerdem ist die Besetzungswahrscheinlichkeit von Störstellen im Silizium impulsabhängig. Bei größeren Impulsen werden die Ladungsträger mit geringerer Wahrscheinlichkeit eingefangen, das Signal wird größer.

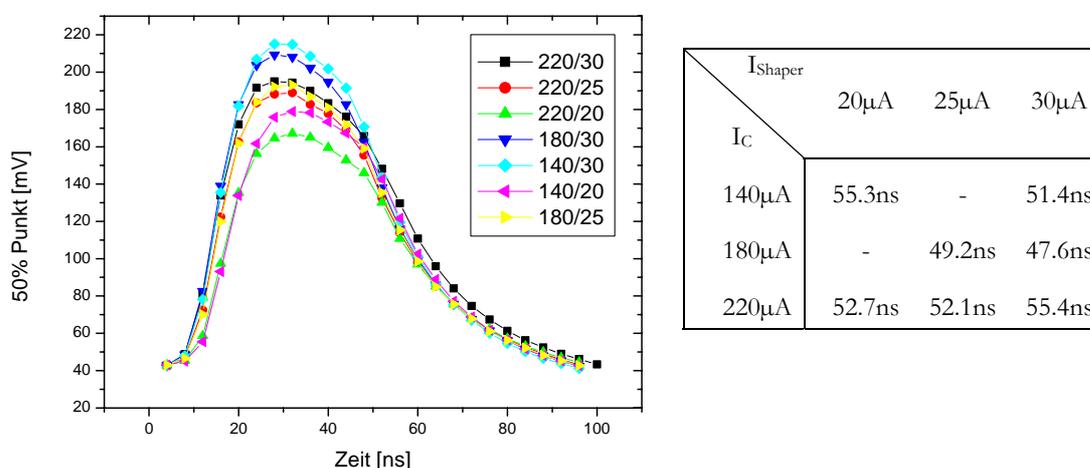


**Abbildung 7.26 links:** Ladungssammlung in Abhängigkeit von der Streifenposition. Die Streifenmitten haben einen Abstand von  $55\mu\text{m}$ . Ausgelesen wurde der Streifen, dessen Mitte sich bei  $x=0\mu\text{m}$  befindet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Mitte zwischen beiden Streifen. **Rechts:** Ladungssammlung in Abhängigkeit der Detektorsperrspannung. Für  $U_{Bias} < U_{Det}$  wurden mit dem Levenberg-Marquardt Algorithmus nach (7.4)  $Q(U_{Bias})$  bestimmt.



**Abbildung 7.27 links:** Shaperausgangsspannung in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Sperrspannungen. **rechts:** Shaperausgangsspannung in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Laserintensitäten bei einer Sperrspannung von 150V.

Im folgenden wird die zeitliche Auflösung des Shaperausgangsspannung untersucht. Dazu wird der Laser an einer festen Stelle auf den Sensor eingestrahlt. Die Triggerverzögerung zwischen Pulserausgangssignal und SLOG-Karte wird in 1ns – Schritten verstellt. Wieder wird für jede Einstellung ein Schwellenscan durchgeführt und der 50% Punkt bestimmt. Mit abnehmender Sperrspannung ist die Shaperausgangsspannung verbreitert und erreicht so später ihr Maximum (s. Abb. 7.27 links). Dies ist Folge des geringeren elektrischen Feldes, so dass die Ladungsträger weniger stark beschleunigt werden als bei großen Sperrspannungen. Somit erreicht der Ladungsschwerpunkt später den Kanaleingang. Bei unterschiedlichen Eingangsladungen (s. Abb. 7.27 rechts) aber gleicher Sperrspannung erreicht das Shaperausgangssignal zur gleichen Zeit sein Maximum, nur die Amplitude ist natürlich verändert. D. h. die Ladungssammlungszeit und die Dauer der Signalverarbeitung ist nicht von der Größe des Eingangssignals abhängig.



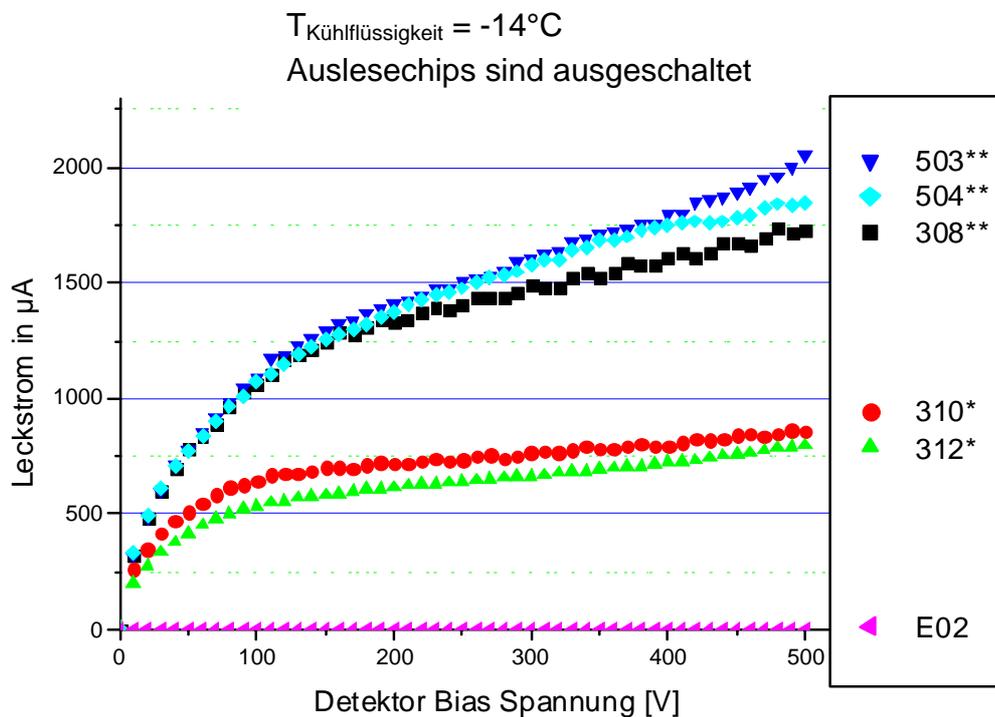
**Abbildung 7.28** Shaperausgangsspannung in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Front-End-Ströme. Der erste Wert gibt den Kollektorstrom für den Eingangstransistor in  $\mu\text{A}$  an, der zweite Wert ist der Basisstrom für die Transistoren im Pulsformer. In der rechten Tabelle gibt die Pulsbreite bei 1fC an.

Zuletzt wurde noch die Signalverarbeitungszeit in Abhängigkeit von den sogenannten Front-End-Strömen untersucht (s. Abb. 7.28). Gemeint sind damit der Kollektorstrom des Eingangstransistors und der Basisstrom der in den Verstärkerstufen im Pulsformer eingebauten Transistoren. Da sich die Verstärkung und auch der Offset mit diesen Parametern ändert, muss für jeden Parametersatz eine neue Kalibrierung erfolgen, um das Ausgangssignal in eine Eingangsladung umrechnen zu können. Im *Level Mode* wurden für verschiedene *Delays* zwischen Laserpuls und Triggersignal Schwellenscans durchgeführt und ihre 50%-Punkte bestimmt. Diese wurde gegen die zeitliche Verzögerung aufgetragen (Abb. 7.28). Bei einer Schwelle, die 1fC entspricht, wurde die Pulsbreite gemessen. Die gefundenen Werte liegen zwischen 47.6ns und 55.4ns. Allerdings werden im Experiment die ABCDs im *Edge Mode* betrieben. Dies bedeutet, dass das Shaperausgangssignal die Schwelle übersteigen muss. Dies führt zu einer Pulsbreite von genau  $25\mu\text{m}$  und somit zu einem Doppelpulsaufklärungsvermögen von 50ns.

## 7.6 Bestrahlte Module

Die bisherigen Messungen wurden an Modulen durchgeführt, die noch keiner schädigenden Strahlung ausgesetzt waren. Während des Betriebs des SCT werden hochenergetische Teilchen Strahlenschäden in den Sensoren, den ASICs und den restlichen Komponenten hervorrufen. Die Untergrundstrahlung für den SCT wurde simuliert und in Strahlenschädigung durch 1-MeV Neutronen pro  $\text{cm}^2$  umgerechnet. Dabei rechnet man nach 10 Jahren Betrieb des LHCs mit einer Schädigung von bis zu  $1.42 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  [TDR5]. Um herauszufinden, wie sich eine solche Schädigung auf die Leistungsfähigkeit der Detektormodule auswirkt, wurden mehrere Module mit 24 GeV Protonen bestrahlt, mit einer Dosis, die der oben genannten Neutronen Äquivalenz entspricht. Für den Fall, dass die Simulation die wahre Strahlenschädigung unterschätzt, wurden die Module vorsichtshalber mit der 150% Dosis bestrahlt, also  $2.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Module, die dieser Dosis ausgesetzt waren, werden im folgenden mit zwei Sternen (z.B. 503\*\*) markiert und als voll bestrahlt bezeichnet. Module, die der Hälfte dieser Dosis ausgesetzt waren werden mit einem Stern versehen (z.B. 310\*) und als halb bestrahlt bezeichnet.

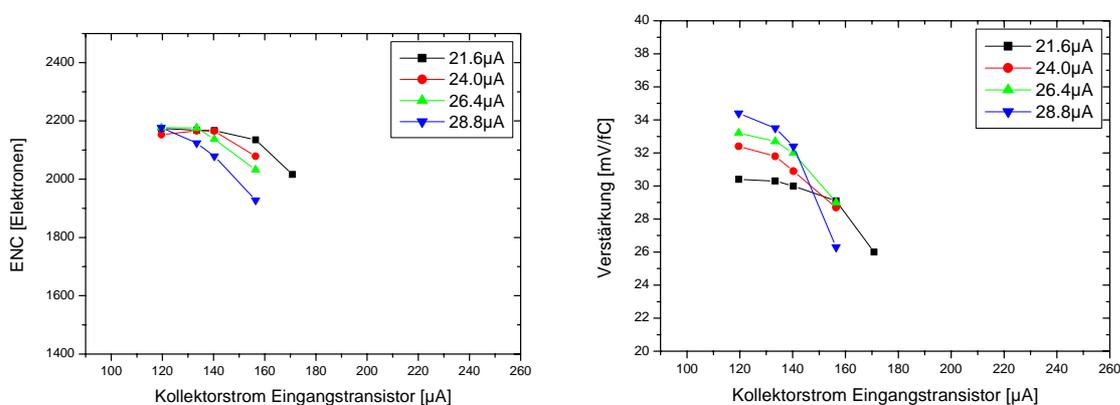
Ein guter Indikator für den Grad der Schädigung ist der Detektorleckstrom (s. Abb. 7.29). Bei dieser Messung befanden sich die Module in einer Testbox, die Kühlflüssigkeit



**Abbildung 7.29** Detektorleckstrom für äußere Module, die unterschiedlich starker Bestrahlung ausgesetzt waren. Die Strahlendosis für 308\*\*, 503\*\*, 504\*\* entsprach  $2.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . 310\* und 312\* erhielten eine Bestrahlung von  $1.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . E02 ist ein unbestrahltes inneres Modul.

war auf  $-14^{\circ}\text{C}$  eingestellt. Die genaue Sensortemperatur ist nicht bekannt, da durch den Leckstrom der Sensor erwärmt wird. Für voll bestrahlte Module (\*\*\*) ergibt sich bei 500V ein Leckstrom zwischen  $1750\mu\text{A}$  und  $2000\mu\text{A}$ , für halb bestrahlte Module wurde ein Leckstrom von etwa  $800\mu\text{A}$  gemessen. Für unbestrahlte Module ist der Leckstrom bei  $500\text{V} < 4\mu\text{A}$ .

Für den ABCD3TA machen sich Strahlenschäden vor allem in einer Verringerung der Stromverstärkung  $\beta$  bemerkbar. Dies führt zu einer geringeren Verstärkung und auch zu einem größeren Rauschen (Kapitel 5). Da unterschiedliche Teile des ABCDs unterschiedlich stark von Schädigung betroffen sind, kann man davon ausgehen, dass die Streuung in der Verstärkung und auch dem Rauschen für bestrahlte ABCDs zunimmt. Durch die Veränderung von  $\beta$  verändern sich die Kennlinien der ABCDs, die Arbeitspunkte –  $I_C$  und  $I_{\text{Shaper}}$  – müssen neu eingestellt werden (siehe Abbildung 7.30). Das Rauschen nimmt mit zunehmenden Kollektorstrom des Eingangstransistors ab, das gilt aber auch für die Verstärkung. Besonders stark nimmt die Verstärkung für große *shaper currents* ab. Dies liegt daran, dass für bipolare Transistoren der Zusammenhang zwischen Basisstrom und Kollektorstrom nur in einem bestimmte Bereich linear ist. Für große Basisströme geht der Kollektorstrom in Sättigung. Dies führt bei erzwungener Vergrößerung des Kollektorstroms zu einer Abnahme der Verstärkung. Dies wird besonders gut beim Vergleich der Abbildung 7.31 und 7.32 sichtbar. Die ABCD-Einstellungen unterscheiden sich nur im Kollektoreingangsstrom. Für  $I_C=119.2\mu\text{A}$  ist die Streuung zwischen den einzelnen Kanälen gering. Für  $I_C=192\mu\text{A}$  hat die Streuung, besonders bei den ABCDs in der Hybridmitte, stark zugenommen. Erhöht man  $I_C$  weiter, nimmt die Verstärkung für alle Kanäle weiter ab. Die gilt auch für die ABCDs, die sich an den Seiten des Hybrids befinden. Der Linearitätsbereich des Eingangstransistors, kann durch die Erhöhung der Versorgungsspannung vergrößert werden.



**Abbildung 7.30** ENC und Verstärkung in Abhängigkeit vom Kollektorstrom des Eingangstransistors  $I_C$ . Als Parameter ist der *shaper current* aufgetragen.

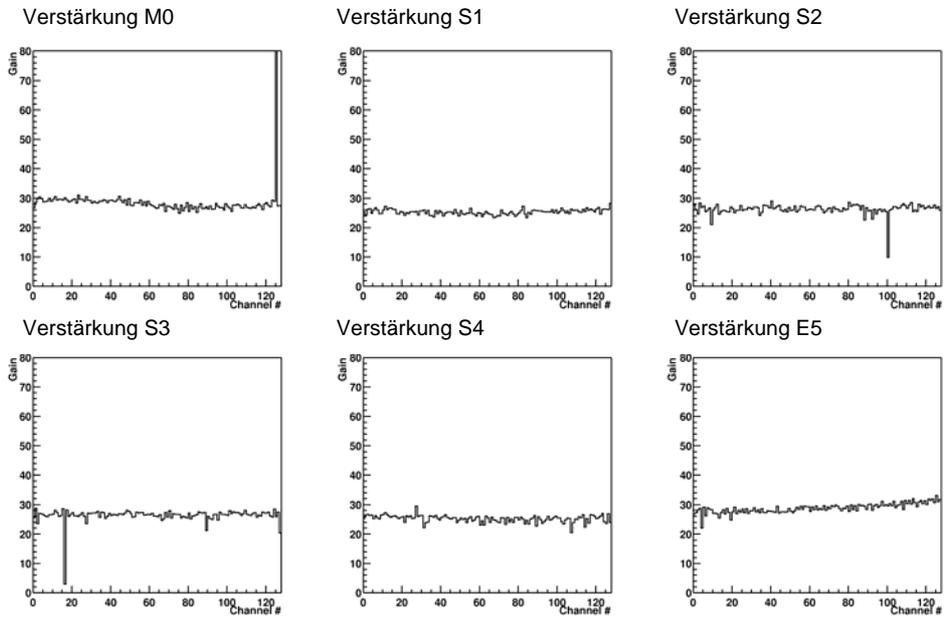


Abbildung 7.31 Verstärkung für die ABCDs der Vorderseite bei  $I_C=119.6\mu\text{A}$ ,  $I_{\text{Shaper}}=21.6\mu\text{A}$

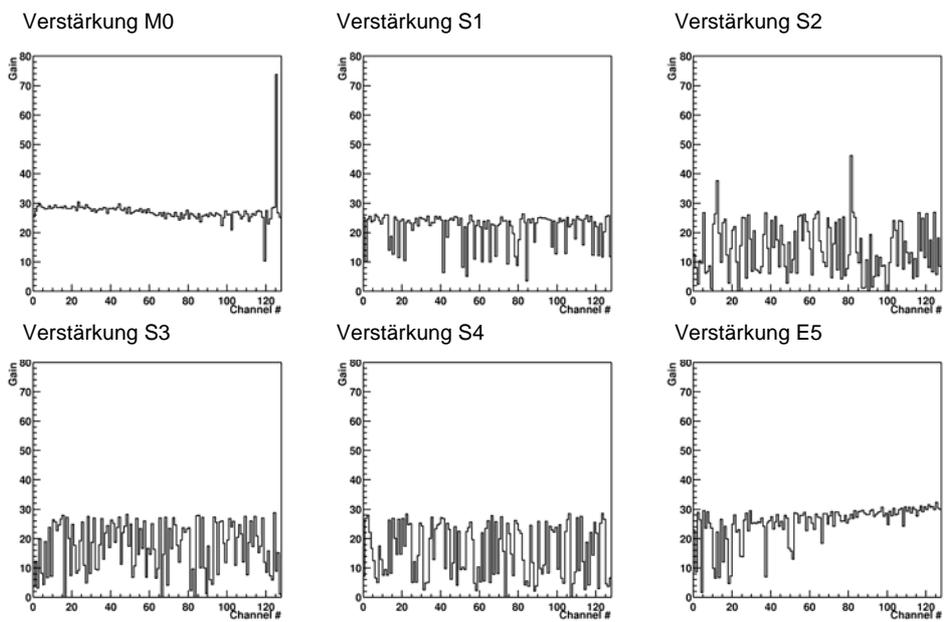
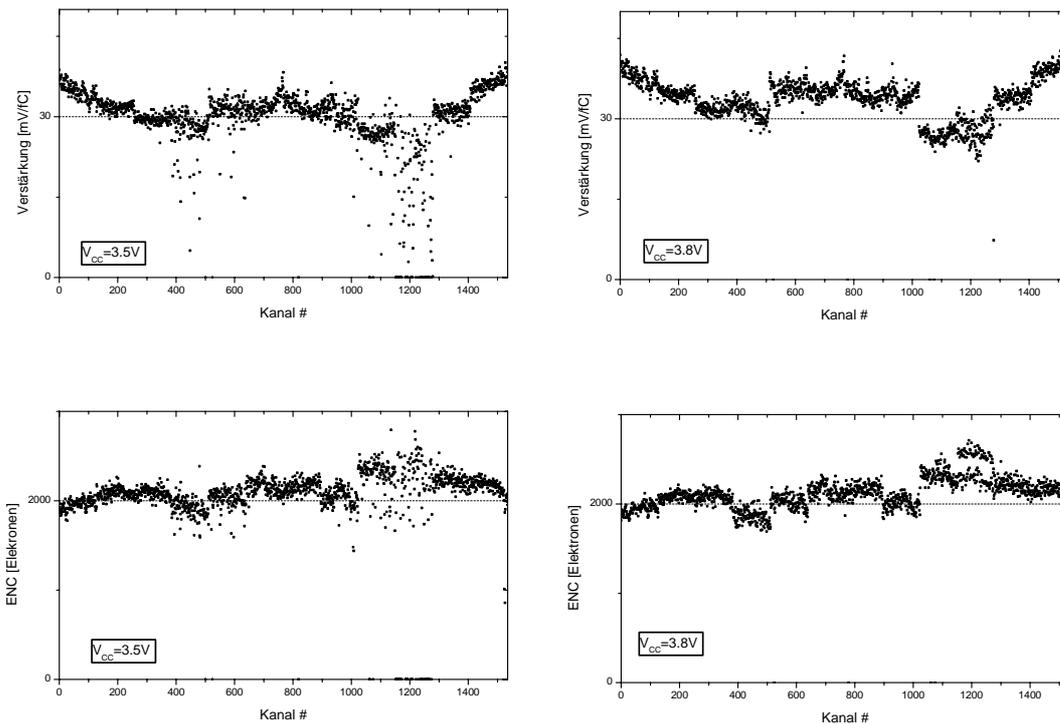


Abbildung 7.32 Verstärkung für die ABCDs der Vorderseite bei  $I_C=192\mu\text{A}$ ,  $I_{\text{Shaper}}=21.6\mu\text{A}$



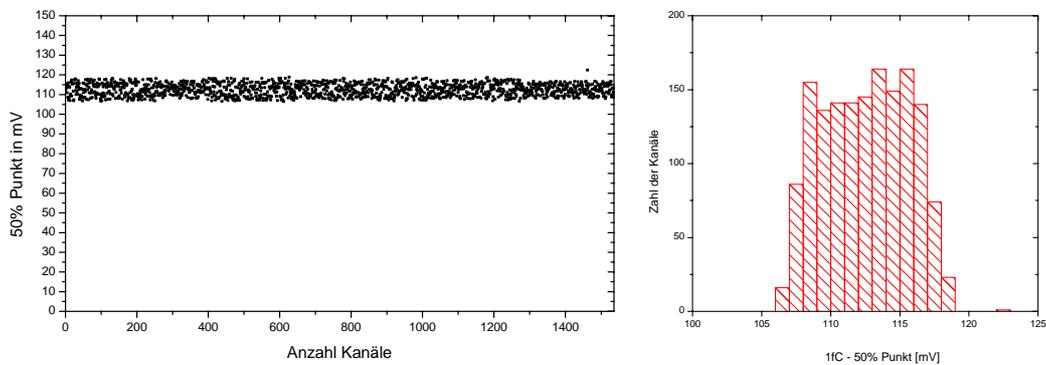
**Abbildung 7.33** 308\*\*, bei zwei verschiedenen analogen Versorgungsspannungen von 3.5V und 3.8V.  $I_C$  und  $I_{Shaper}$  wurden für jeden ABCD nach folgender Methode optimiert: Die Verstärkung wurde maximiert unter der Nebenbedingung, dass maximal 2 Kanäle eine  $3\sigma$ -Abweichung vom Mittelwert aufweisen dürfen.

In Abbildung 7.31 kann man noch einen weiteren Effekt sehen: Die Verstärkung im Chip M0 und Chip E5 an den Außenkanten des Hybrids ist größer als die Verstärkung der vier mittleren Chips. In Chip M0 und besonders in Chip E5 kann man sehen, dass die Verstärkung der einzelnen Kanäle zu den Rändern des Hybrids hin zunimmt. Analog fällt in Abbildung 7.32 auf, dass besonders die mittleren ABCDs vom Einbruch der Verstärkung betroffen sind. Dies lässt eigentlich nur den Schluss zu, dass die Module ungleichmäßig bestrahlt wurden, und zwar in der Mitte stärker als an den Rändern. All diese Module wurden am T7 am CERN, allerdings nicht gleichzeitig, bestrahlt. Bei allen Modulen tritt dieser Effekt auf.

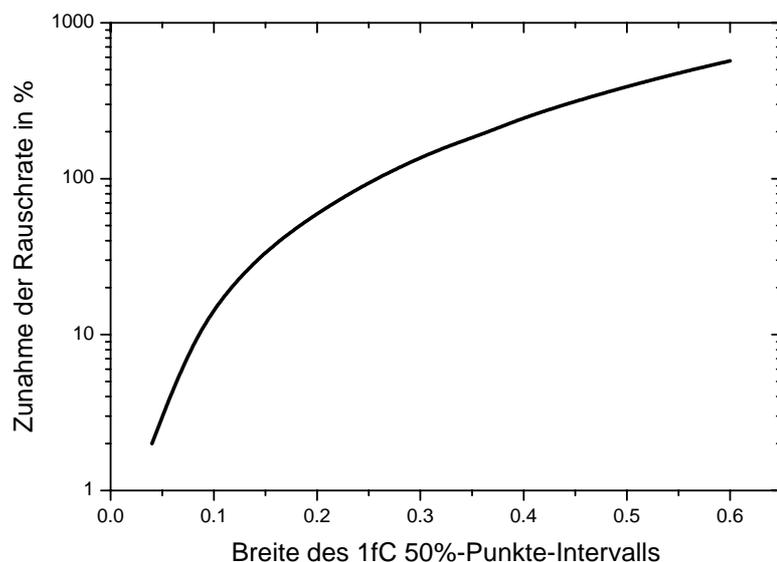
Der Arbeitsbereich des Eingangstransistors kann durch Erhöhen der analogen Versorgungsspannung  $V_{CC}$  vergrößert werden. Dies erlaubt höhere Kollektorströme zu wählen, was zu einer größeren Verstärkung führt. In Abb. 7.33 sind ENC und Verstärkung für das äußere Modul 308\*\* dargestellt. Die *Front-End* Ströme der ABCDs wurden dabei so optimiert, dass die Verstärkung des ABCD möglichst groß ist unter der Nebenbedingung, dass höchstens zwei Kanäle eine  $3\sigma$ -Abweichung vom Mittelwert haben. Für die nominale analoge Versorgungsspannung von 3.5V ist es für die ABCDs S3, S4, S10 und S11 nicht möglich, die *Front-End* Ströme so einzustellen, dass die Optimierungsbedingung erfüllt ist. Dies deckt sich mit den bisherigen Beobachtungen, dass die Strahlenschädigung in der Mitte des Moduls erhöht ist. Erhöht man die Analoge Versorgungsspannung um 10% auf 3.8V können auch die mittleren ABCDs betrieben werden. Allerdings muss man für sie

niedrigere *Front-End* Ströme wählen, als für die äußeren ABCDs. Deshalb haben diese Chips auch bei 3.8V eine niedrigere Verstärkung. Durch die Zunahme der Versorgungsspannung vergrößert sich die Verstärkung um etwa 10%, das Rauschen bleibt etwa gleich.

Durch die Bestrahlung nimmt die Streuung des Offsets der einzelnen Kanäle zu. Deshalb muss typischerweise *TrimRange* 2 und 3 gewählt werden um die 50% Punkte bei 1fC möglichst nahe zueinander zu schieben. Abb. 7.34 zeigt die Verteilung der 50% Punkte für einen Schwellenscan bei 1fC nach dem Offsetausgleich. Die Mediane liegen in einem 10mV großem Intervall. Bedenkt man, dass die Verstärkung bestrahlter Module etwas mehr als 30mV/fC beträgt entspricht das auf einer fC Skala eine Breite von 0.3fC. D.h. die Schwellen der Kanäle entsprechen Eingangsladungen zwischen 0.85fC und 1.15fC.



**Abbildung 7.34** 50% Punkte aus den S-Kurven für 1fC Eingangsladung für das äußere Modul 504\*\* nach der Offsetverschiebung.



**Abbildung 7.35** Durch eine Zunahme der Streuung der 50%-Punkte wird die Rauschrate erhöht. Es ist die Zunahme gegenüber dem Fall, dass alle Kanäle genau auf eine Schwelle von 1fC eingestellt sind, dargestellt. Da die 50% Punkte wie eine Kastenfunktion verteilt sind, wird als Maß für die Streuung die Breite dieses Intervalls verwendet.

Da um den 1fC Punkt die Rauschrate exponentiell mit dem Quadrat der Schwelle abnimmt bedeutet eine Zunahme in der Streuung der 50% Punkte eine Zunahme der Rauschrate des Moduls. Unter der Annahme, dass die 1fC Punkte gleichverteilt sind, ist die Zunahme der Rauschrate gegen die Intervallbreite in Abbildung 7.35 aufgetragen. Eine Intervallbreite von 0.3fC wie sie bei 504\*\* auftritt führt also zu einer Verdopplung der Rauschrate, gegenüber dem Fall, dass bei allen Kanälen die Schwelle auf exakt 1fC eingestellt ist.

Der Schwellenscan des Rauschens für das 504\*\* (s. Abb. 7.36) zeigt gegenüber einem unbestrahlten Modul wesentlich höhere Raten. Zum Vergleich ist die Rauschrate bei der Schwelle, die 1fC entspricht, mit einem blauen Punkt markiert. Mit  $4 \cdot 10^{-3}$  liegt sie zwei Größenordnungen über der Rauschrate eines unbestrahlten Moduls. Bei hohen Schwellen  $S$  größer 140mV verringert sich die Abnahme und es bildet sich eine Art Schulter aus. Auch dies ist ein Effekt, der bei allen bestrahlten Modulen auftritt. Es handelt sich offenbar um eine nicht gauß'sche Rauschquelle. Dies wird auch besonders gut sichtbar, wenn man den Logarithmus der Rauschrate gegen das Quadrat der Schwelle aufträgt. Für  $S^2 > 0.6fC^2$  erwartet man einen linearen Zusammenhang. Dies ist in einem kleinen Bereich um 1fC auch gegeben. Danach geht der Logarithmus der Rauschrate in ein Plateau über. Die Ursache dieses Effekts konnte nicht identifiziert werden, allerdings tritt er bei allen bestrahlten Modulen auf. Bei unbestrahlten Modulen konnte ein ähnlicher Effekt nicht beobachtet werden, die Nachweisgrenze liegt allerdings bei einer Rate von  $10^{-7}$ . Es ist somit möglich, dass der gleiche Effekt auch bei unbestrahlten Modulen unterhalb dieser Nachweisgrenze auftritt.

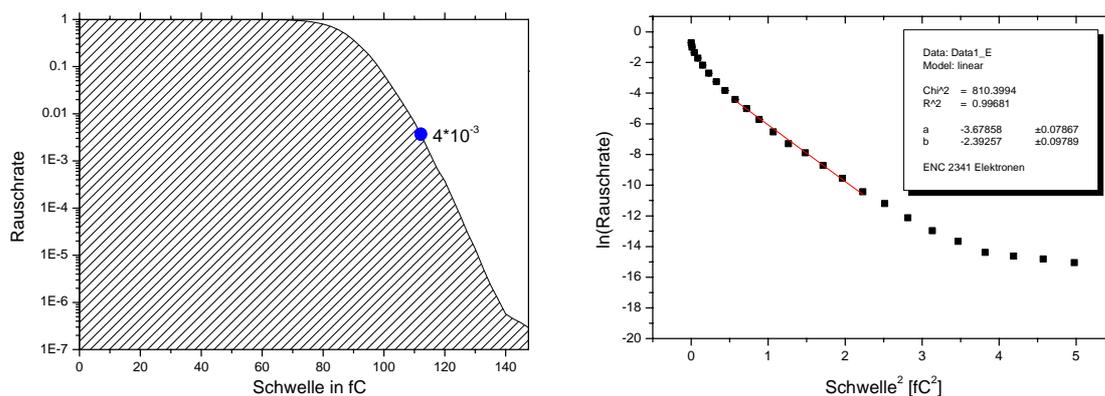


Abbildung 7.36 Schwellenscan des Rauschens für das äußere Modul 504\*\*

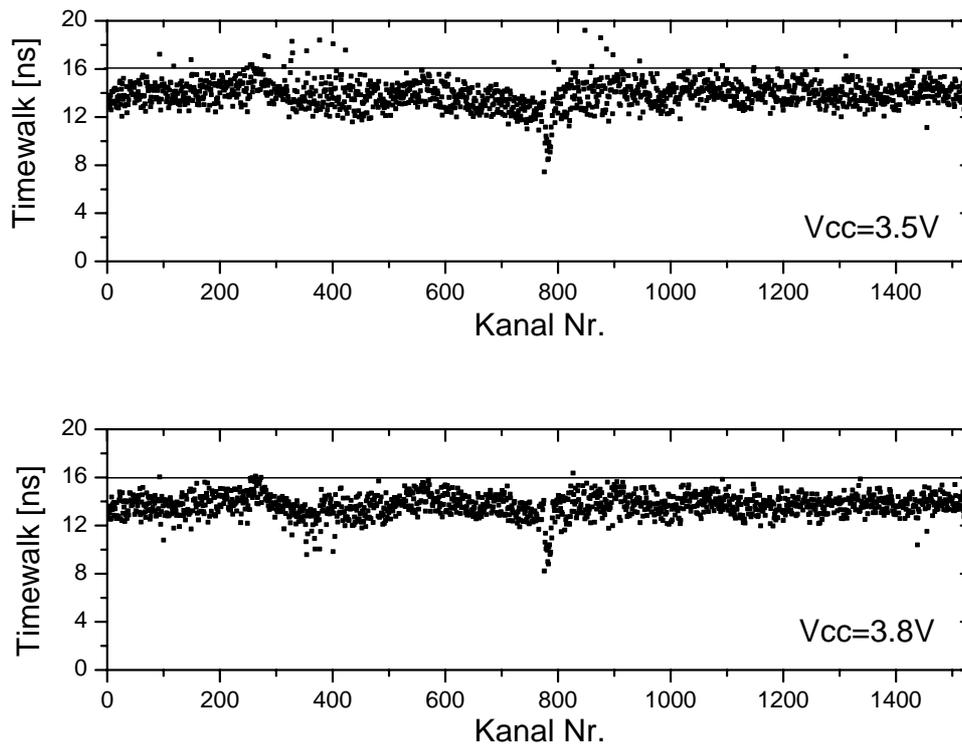
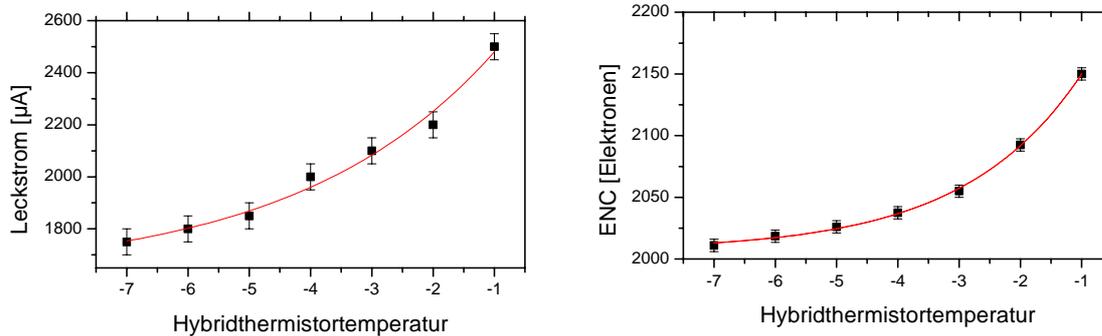


Abbildung 7.37 *Timewalk* für 308\*\* bei zwei verschiedenen analogen Versorgungsspannungen.

Betrachtet man den *Timewalk* (Abb. 7.37), der ein Maß für die Signalverarbeitungsgeschwindigkeit ist, sieht man, dass für eine nominale analoge Versorgungsspannung von  $V_{CC}=3.5V$  etliche Kanäle das Limit von 16ns verfehlen. Auch für dieses Problem hilft es  $V_{CC}$  auf 3.8V zu erhöhen. Die Zahl der Kanäle, deren *Timewalk* größer als 16ns reduziert sich von 32 auf 4 Kanäle.

Wie in Kapitel 5 gezeigt, ist die ENC eines bestrahlten Moduls stark vom Leckstrom und dieser wiederum stark von der Temperatur abhängig (vergl. (3.8)) (s. Abb. 7.38).

Eine Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit getesteten bestrahlten Module findet sich in Tabelle 7.3. Module, die mit einer Dosis von  $1.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$  bestrahlt wurden – das entspricht fünf Jahren Betrieb am LHC - haben eine Verstärkung von etwa 40mV/fC. Bei einer Verdopplung der Strahlendosis nimmt die Verstärkung auf etwa 31mV/fC ab. Die ENC der Module, die mit einer Dosis von  $1.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq} / \text{cm}^2$  bestrahlt wurden liegt bei etwa 1900 Elektronen, für die voll bestrahlten Module steigt sie auf etwa 2140 Elektronen an. Die Streuung der Rauschrate ist recht groß. Sie liegt für eine Schwelle von 1fC im Bereich von  $6 \cdot 10^{-4}$  bis  $9 \cdot 10^{-3}$ . Die Zahl der maskierten Kanäle ist ebenfalls angegeben. Dies sind Kanäle, deren ENC > als 3000 Elektronen oder deren Verstärkung kleiner 25mV/fC sind. Die Kanäle, die aufgrund von Drahtbondfehlern, wie z.B. fehlenden Bonds, nicht verwendet werden können, sind gesondert ausgewiesen. Erfreulicherweise treten Bondfehlern nur bei zwei Modulen auf. Ursache ist Verschmutzung auf den *pitch* Adaptern, so dass die Bondfüße nicht hafteten.



**Abbildung 7.38** links: Leckstrom in Abhängigkeit vom der Hybridthermistortemperatur. rechts: ENC in Abhängigkeit von der Hybridthermistortemperatur. Für diese Messung wurde die Temperatur der Kühlflüssigkeit verändert. Vor jeder Messung wurde der optimale *strobe delay* Punkt neu bestimmt.

Modul	V <sub>CC</sub>	Korrektur- faktor	50%-Punkte Intervall bei 1fC	Verstärkung [mV/fC]	ENC [e-]	Rauschrate 1fC	Maskierte Kanäle	I <sub>cc</sub> [mA]	I <sub>dd</sub> [mA]
Strahlendosis: $1.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$									
303*		1.171	0.12fC	41.9 ±2.2	1866 ±99	$5.8 \cdot 10^{-4}$ $\pm 0.9 \cdot 10^{-4}$	5 35 unb.	880	670
312*		1.113	0.16 fC	39.1 ±2.6	1916 ±79	$1.1 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0.8 \cdot 10^{-3}$	18	780	720
Strahlendosis: $2.1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$									
308**	3.5V	1.095	0.30 fC	30.7 ±4.3	2111 ±168	$8.7 \cdot 10^{-3}$ $\pm 2.0 \cdot 10^{-3}$	62	670	690
308**	3.8V	1.095	0.21 fC	33.6 ±3.8	2113 ±168	$5.0 \cdot 10^{-3}$ $\pm 1.3 \cdot 10^{-3}$	7	770	690
312**		1.113	0.15 fC	30.4 ±2.7	2033 ±104	$2.3 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0.8 \cdot 10^{-4}$	3 37 unb.	660	720
504**		1.03	0.22 fC	32.2 ±2.6	2275 ±122	$5.0 \cdot 10^{-3}$ $\pm 0.8 \cdot 10^{-4}$	4	670	610
unbestrahlte äußere Module									
Mittelwert		1.1	0.07 fC	51.5 ±1.5	1425 ±41	$1.3 \cdot 10^{-5}$ $\pm 0.5 \cdot 10^{-5}$	4	1020	690

**Tabelle 7.3** Messergebnisse für äußere Module bei einer Hybridthermistortemperatur von  $-2^\circ\text{C}$ . Für Verstärkung, ENC und Rauschrate bei 1fC ist die Streuung der einzelnen Kanäle um den Mittelwert angegeben. Kanäle mit besonders hoher ENC  $>3000$ Elektronen bzw. besonders niedriger Verstärkung  $<25\text{mV/fC}$  wurden maskiert. Ebenso wurden Kanäle maskiert, bei denen es Probleme mit den Drahtbondverbindungen fehlten bzw. keinen elektrischen Kontakt hatten (unb.). Zum Vergleich sind die Mittelwerte von äußeren unbestrahlten Modulen angegeben.

Nochmals sei für das Modul 308\*\* auf die unterschiedlichen analogen Versorgungsspannungen hingewiesen. Der Erhöhung von  $V_{CC}$  führt wie schon gesehen bei manchen Kanälen zu einer schnelleren Signalverarbeitung. Des weiteren wird dadurch die Verstärkung erhöht, was zu einer kleiner Streuung der 1fC Punkte auf einer fC-Skala führt. Als direkte Folge daraus, wird für größere  $V_{CC}$ -Werte die Rauschrate verringert. Wie man an der ENC sehen kann nimmt das Rauschen der einzelnen Kanäle nicht ab, es ist lediglich eine Folge der kleineren Intervallbreite der Mediane der S-Kurven bei einer Eingangsladung von 1fC. Eine Erhöhung der Versorgungsspannung der ABCDs ist für den Chip bis zu einer Spannung von 5.5V erlaubt. Das Problem dabei ist, dass sich dadurch die Leistungsaufnahme der ABCDs und somit auch ihre Temperatur erhöht. Bei einer Erhöhung von  $V_{CC}$  auf 3.8V nimmt die Leistungsaufnahme von 5.1W auf 5.7W zu. Das Kühlsystem wurde aber für eine Leistungsaufnahme von 7.2W konzipiert. Grund für die geringe Leistungsaufnahme gegenüber unbestrahlten Modulen ist, dass die ABCDs, wie in diesem Abschnitt gezeigt, mit niedrigen Front-End-Strömen betrieben werden müssen. Der analoge Strom  $I_{CC}$  und somit die gesamte Leistungsaufnahme ist näherungsweise linear von den Front-End-Strömen abhängig.

## 7.7 Teststrahlungsmessungen

Während des Betriebs in ATLAS ist es Aufgabe der einzelnen Auslesekanäle, Signale, die durch ein den Sensor durchfliegendes Teilchen entstanden sind, zu erkennen und gleichzeitig vom Rauschen zu trennen. Ob Module diese Forderung erfüllen kann man nur überprüfen, indem man Signale im Sensor erzeugt. Am H8 am CERN stand für den Test von SCT-Dektormodulen ein 180GeV Pionen Strahl zu Verfügung. Berücksichtigt man, dass  $\delta$ -Elektronen den Sensor verlassen können liegt der Median der Ladung, die von Pionen dieser Energie freigesetzt wird, bei 3.9fC . Eine besonderes Augenmerk lag bei diesen Messungen auf dem Leistungsvermögen von Modulen, die durch Strahlung geschädigt wurden.

Es wurden die gleichen Testboxen wie bei den bisherigen Messungen verwendet, mit dem Unterschied, dass über den Sensoren die Aluminiumabdeckungen entfernt waren, damit die Pionen nicht an den Boxen streuen. Die Module waren in einer Reihe montiert. Das Triggersignal wurde von zwei in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren erzeugt, die vor den Modulen aufgebaut waren. Da die Shaperausgangsspannung vom Zeitpunkt des Ladungseingangs in den Vorverstärker abhängt wird der zeitliche Abstand zwischen Triggersignal und der nächsten ansteigenden *clock*-Flanke bestimmt und gespeichert. Dieser Wert wird TDC genannt, weil er mit einem schnellen *Time to Digital Converter* bestimmt wird. Bei der späteren Analyse der Daten wird der erlaubte TDC auf 5ns um das Effizienzmaximum eingeschränkt um in der Analyse den Bedingungen am LHC, bei denen die Teilchen synchronisiert zur *clock* den Detektor durchfliegen, möglichst ähnlich zu sein.

Um die Spur einzelner Teilchen rekonstruieren zu können befinden sich vor und nach der Modulgruppe je zwei Streifendetektormodule, die analog ausgelesen werden. Sie haben einen Streifenabstand von  $50\mu\text{m}$ . Ihr räumliches Auflösungsvermögen beträgt  $5\mu\text{m}$ . Mit Hilfe der rekonstruierten Spuren kann man vorhersagen an welcher Stelle man auf den zu testenden Modulen ein Signal erwarten würde. Dies vergleicht man mit den tatsächlich nachgewiesenen Teilchen und kann so die Nachweiseffizienz bestimmen.

Die Nachweiseffizienz  $E$  nimmt mit zunehmender Schwelle  $s$  ab. Die S-Kurve entsteht nach (4.13) aus dem Integral über einer Faltung von Gauß-  $f_{\text{ENC}}$  und Landauverteilung  $f_{\text{Landau}}$ :

$$E(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_x^{\infty} f_{\text{Landau}}(\tau) f_{\text{ENC}}(t - \tau) d\tau dt \quad (7.5)$$

Um den Median aus den Messdaten zu bestimmen wurde mit dem Software-Paket „root“, das am CERN entwickelt wurde, die S-Kurve  $E(s)$  den Daten so angepasst dass das reduzierte  $\chi^2$  minimal wurde (s. Abb. 7.39).

Einige Beispiele für S-Kurven sind in Abbildung 7.40 zusammengestellt. Man erkennt, dass die Ladungssammlung mit zunehmender Detektorspannung zunimmt.

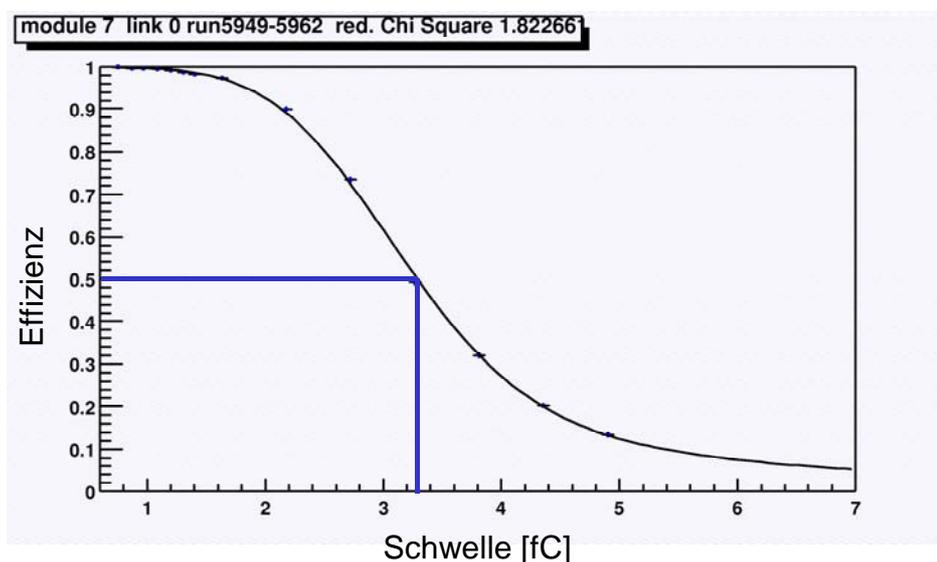


Abbildung 7.39 Bestimmung des Medians der gesammelten Ladung

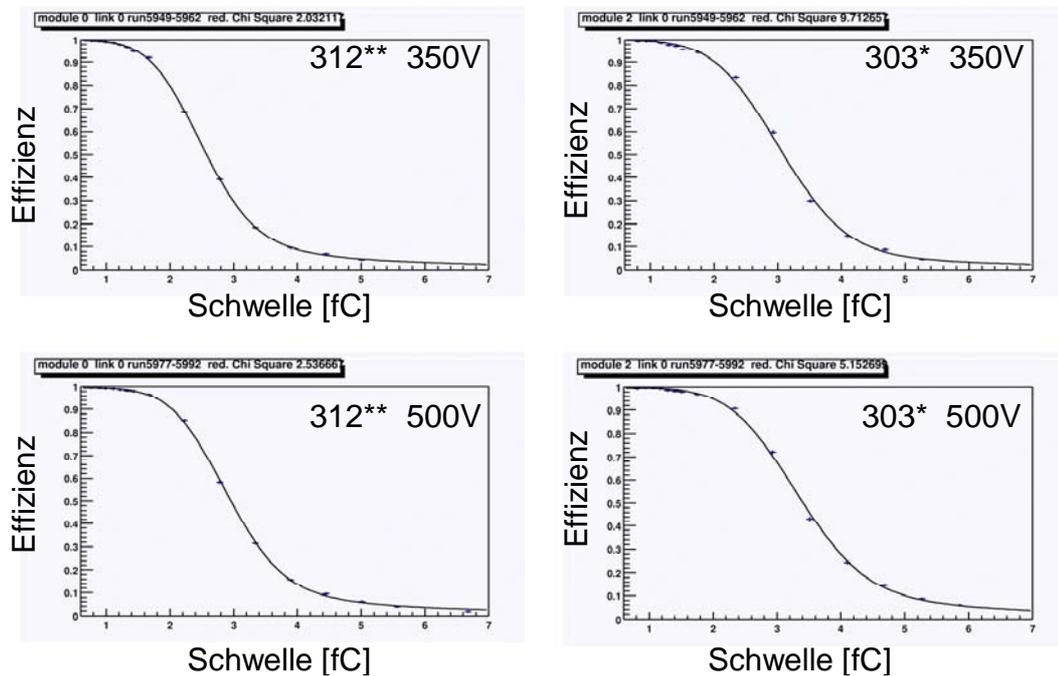
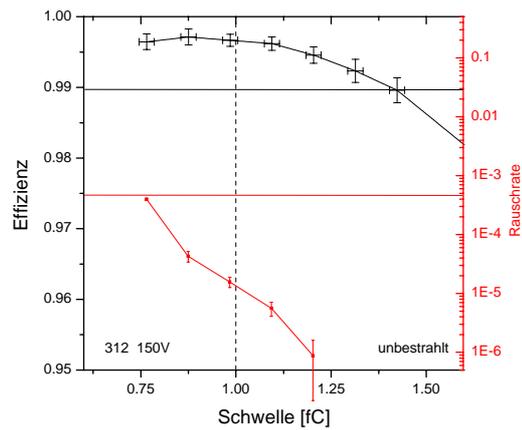


Abbildung 7.40 312\*\* und 303\*. Schwellenscans für verschiedene Detektorspannungen

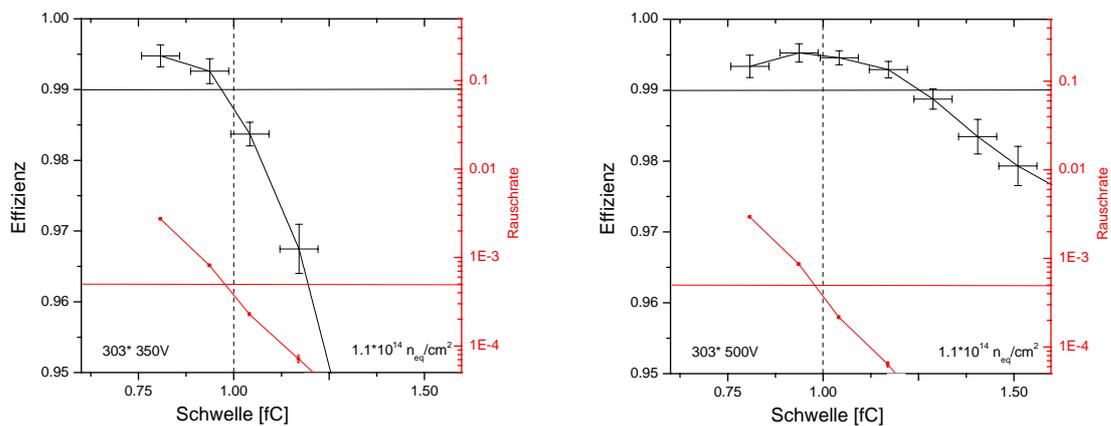
Aus den Daten der Schwellenscans kann nicht nur die Effizienz sondern auch die Rauschrate bestimmt werden. Man zählt für jeden Triggerpuls die Ereignisse der Kanäle, deren Streifen mindestens 10 Streifen von einem Signalstreifen entfernt sind. In Abbildung 7.41 ist die Effizienz und die Rauschrate gegen die Schwelle aufgetragen. In dem Intervall von  $0.75\text{fC} - 1.30\text{fC}$  sind die Spezifikationen [TDR5] erfüllt, d.h. die Effizienz ist größer als 0.99 und die Rauschrate kleiner als  $5 \cdot 10^{-4}$ . Auf einer mV-Skala entspricht das etwa einem Bereich von 28mV. Da die Schwelle in 2.5mV Schritten eingestellt werden kann, bieten sich prinzipiell 12 verschiedenen Schwellenwerte an, bei denen das Modul die Spezifikationen erfüllt.

Für das äußere Modul 303\*, das einer Strahlung der Dosis von  $1.1 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}$  pro  $\text{cm}^2$  ausgesetzt war, sieht die Situation deutlich verschlechtert aus (s. Abb. 7.42): bei einer angelegten Detektorsperrspannung von 350V ist das Intervall, bei dem die Spezifikationen erfüllt sind, auf Null zusammengeschrumpft. Bei einer Schwelle von  $0.95\text{fC}$  sind die Bedingungen gleichzeitig erfüllt. Die Hochspannungsversorgung wird am Hybridstecker gemessen. Ein Teil der Hochspannung fällt über den Filter auf dem Hybrid ab. In diesem Fall beträgt der Leckstrom 1mA, der Spannungsabfall an den  $10\text{k}\Omega$  des Filters auf dem Hybrid beträgt somit 10V. Die Sperrspannung am Sensor beträgt nur 340V. Erhöht man die Hochspannung auf 500V am Hybridstecker, was am Sensor einer Spannung von 485V entspricht, verschiebt sich die Schwelle, bei der die Effizienz unter 0.99 abfällt, zu  $1.25\text{fC}$ .

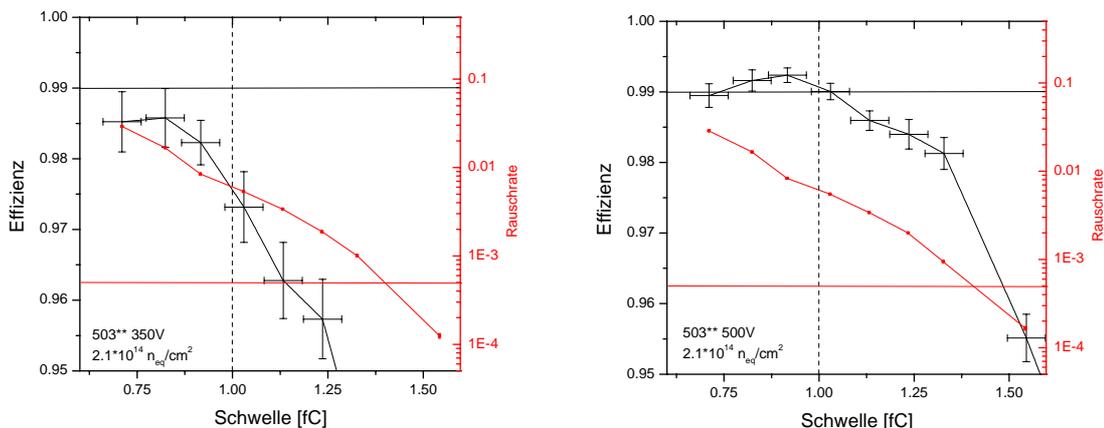
Wie auch schon bei den Messungen mit dem Laser gesehen, nimmt die Ladungssammlung mit höherer Detektorsperrspannung zu. Auf die Rauschrate hat die größere Sperrspannung keinen Einfluss. Anscheinend wird die Rauschzunahme durch den vergrößerten Leckstrom durch eine niedrigere Zwischenstreifenkapazität ausgeglichen.



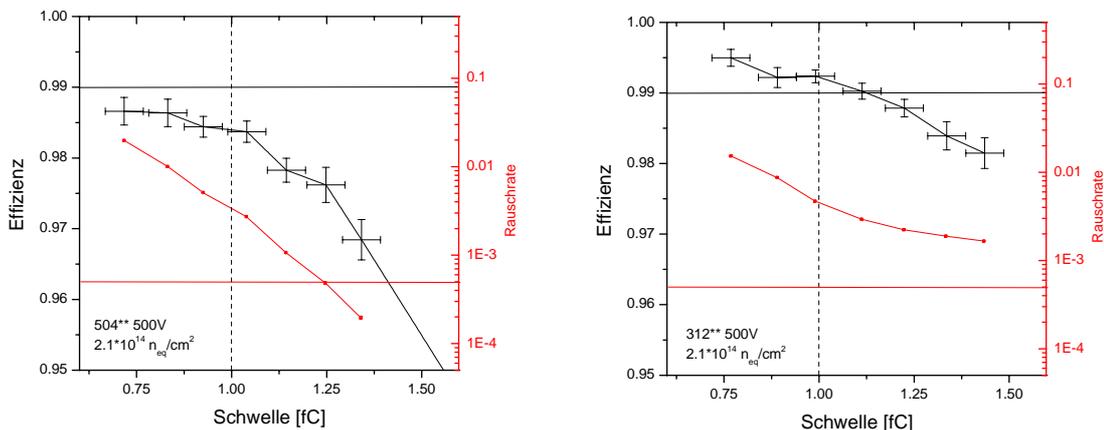
**Abbildung 7.41** Effizienz und Rauschrate gegen die Schwelle für das unbestrahlte äußere Modul K5-312 bei der nominale Detektorspannung von 150V. Die Spezifikation, dass gleichzeitig die Effizienz  $> 0.99$  und die Rauschrate  $< 5 \cdot 10^{-4}$  sein soll ist für Schwellen von 0.75fC bis 1.3fC erfüllt.



**Abbildung 7.42** Effizienz und Rauschrate gegen die Schwelle für das äußere Modul K5-303\* für Detektorspannung von 350V (links) und 500V (rechts).



**Abbildung 7.43** Effizienz und Rauschrate gegen die Schwelle für das äußere Modul K5-504\*\* für eine Detektorspannung von 350V (links) und 500V (rechts).



**Abbildung 7.44** Effizienz und Rauschrate gegen die Schwelle für die äußeren Module K5-504\*\* (links) und K5-312\*\* (rechts) für eine Detektorspannung von 500V.

Mehrere äußeren Module wurden mit einer Dosis von  $2.1 \cdot 10^{14} n_{eq}$  pro  $cm^2$  bestrahlt. Dies entspricht nach einer Simulation der Dosis, mit der Module nahe des Kollisionspunkts in 10 Jahren LHC geschädigt werden. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, erfolgte die Bestrahlung der Module nicht homogen. So ist an den Rändern die Verstärkung größer. Für die folgenden Messungen traf der Teststrahl nicht auf Streifen, die mit den äußeren Chips verbunden waren. Die analoge Versorgungsspannung war auf ihren Nominalwert von  $V_{CC}=3.5V$  eingestellt.

Die Rauschrate der voll bestrahlten Module hat gegenüber den Module, die mit der halben Dosis bestrahlt wurden, zugenommen. Auch hier ist es so, dass die Rauschrate im wesentlich unabhängig von der an den Sensoren angelegten Spannung ist (s. Abbildung 4.43). Die angegebene Spannung ist wieder die am Hybridstecker anliegende Hochspannung. Der Spannungsabfall am Hochspannungsfiler auf dem Hybrid beträgt etwa 20V. Bei  $U_{Bias}=350V$  erreicht die Effizienz für keine getestete Schwelle 0.99. Von

einem Plateau bei 0.985 fällt die Effizienz bei einer Schwelle von 0.85fC ab. Wieder führt eine Vergrößerung der Sperrspannung zu einer Erhöhung der gesammelten Ladung und somit zu einer Vergrößerung der Effizienz. Allerdings reicht dies nicht aus, für eine feste Schwelle die Spezifikationen für Rauschrate und Effizienz zu erreichen. Bei der im TDR geforderten Rauschrate von  $5 \cdot 10^{-4}$  ist die Effizienz bereits auf etwa 0.973fC abgefallen. Das Modul 504\*\* verhält sich ähnlich. Die Effizienz beträgt 0.978 bei der geforderten Rauschrate. Für das Modul 312\*\* fällt die Rauschrate bis zu einer Schwelle von 2fC nicht unter die Obergrenze ab (s. Abb. 7.44). Dies deckt sich mit den Messungen, die zuvor in einer Testbox durchgeführt wurden. Die Ursache dafür ist nicht bekannt. Es handelt sich aber um einen globalen Effekt, d.h. alle Kanäle sind davon betroffen. Mögliche Ursachen könnten in den Spannungsversorgungen der ABCDs oder der Hochspannung liegen.

Äußere Module, die einer Strahlenbelastung von  $2.1 \cdot 10^{14} n_{eq}$  pro  $cm^2$  ausgesetzt waren, können nicht mit einer Effizienz von 0.99 betrieben werden. Man kann sie mit einer Effizienz von etwa 0.97 betreiben. Die geringere Nachweiseffizienz bedeutet, dass für die Spurrekonstruktion im Mittel etwas weniger Raumpunkte zur Verfügung stehen und so das Impulsaufhebungsvermögen des *Inner Detector* leicht abnimmt (vergl. (2.5)). Dieses Ergebnis lässt sich noch weiter verbessern. Durch eine Erhöhung von  $V_{CC}$  wird die Streuung der Mediane der einzelnen Auslesekanäle verringert und so die Rauschrate reduziert. Das gleiche Resultat hat eine Temperaturabsenkung der Kühlflüssigkeit zur Folge. Des weiteren muss man feststellen, dass das *grounding scheme* am T7 vermutlich noch verbesserungswürdig ist: Während der Unterschied zwischen Testboxmessungen und Systemtestmessungen nicht signifikant sind, unterscheiden sich die Testboxmessungen im Labor und die Messungen, die bei einer insitu Kalibrierung durchgeführt wurden, gewaltig. Der Aufbau am Teststrahl hatte eine um 10% niedrigere Verstärkung und eine um etwa 20% höhere ENC.

Vermutlich wird auch die durch Strahlung hervorgerufenen Schädigungen nicht so hoch sein, wie die der Module, die im Teststrahl gemessen wurden. Lediglich die inneren Module auf Ring 1, die sich also am nächsten am Kollisionspunkt befinden, werden dieser Belastung ausgesetzt sein. Innere Module haben allerdings eine geringere Rauschrate. Der Maximalwert für mittlere und äußere Module liegt etwa 15% niedriger. Man kann also davon ausgehen, dass hier wirklich die ungünstigsten Umstände getestet wurden und die Ergebnisse somit einen Extremwert und keinen Mittelwert darstellen.

Für verschiedene TDCs wurden die S-Kurven und daraus der Median der gesammelten Ladung bestimmt. Für ein unbestrahltes, ein halb und ein ganz bestrahltes Modul sind die Ergebnisse in Abbildung 7.45 zu sehen. Wie auch schon bei der Messung des *Timewalks* zu sehen, nimmt mit zunehmender Dosis der schädigenden Strahlung die Signalverarbeitungszeit zu. Gleichzeitig nimmt die gesammelte Ladung ab.

Eine Übersicht der Module, die im Mai 2003 in Teststrahlungsmessungen untersucht wurden, findet sich in Tabelle 7.4. Zunächst sei bemerkt, dass der Median der nachgewiesenen Ladung von unbestrahlten Modulen nur 3.4fC beträgt. Die im Sensor generierte Ladung

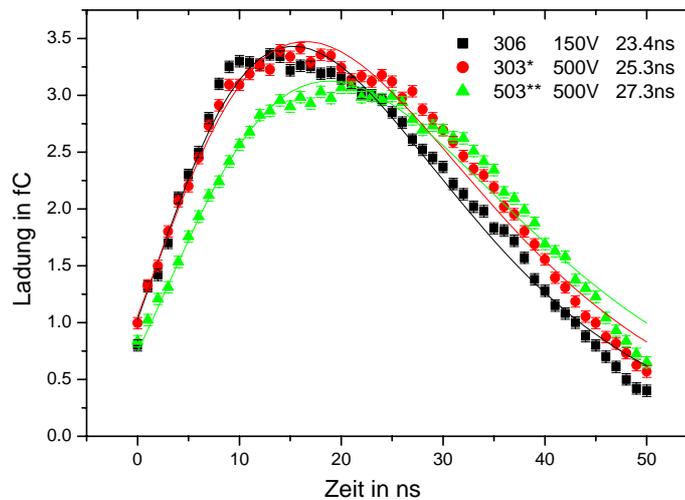


Abbildung 7.45 Gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Länge der Trigger-Verzögerung.

beträgt allerdings 3.9fC. Wie in Kapitel 3 beschrieben gehen durch kapazitive Kopplung zu den Nachbarstreifen etwa 5% der Ladung verloren. Des weiteren spielen Diffusionsprozesse eine Rolle: Durchfliegt ein Teilchen im Bereich zwischen zwei Streifen den Detektor wird nicht die gesamte Ladung an einem Streifen gesammelt. Außerdem geht ein Teil der Ladung auch durch die sogenannten  $\delta$ -Elektronen verloren, das sind Elektronen, auf die besonders viel Energie übertragen wurde. Durch ihre hohe kinetische Energie können sie sich von der eigentlichen Teilchenspur wegbewegen. Die freien Löcher, die durch das  $\delta$ -Elektron generiert wurden können zu mehreren Streifen driften, das Signal am einzelnen Streifen wird geringer. Der Mittelwert der Ladung, die aus dem Median der S-Kurve bestimmt wird, beträgt für alle unbestrahlten SCT Module, die bisher in Teststrahlungsmessungen getestet wurden,  $3.5\text{fC} \pm 0.1\text{fC}$ . Dies ist gut mit den im Mai 2003 gefundenen Werten verträglich.

	La- dung [fC]	Eff. bei 1fC	Rausch- rate bei 1fC	S/N	$T_P$ [ns]	HV [V]	Mas- kierte Kanäle	ENC Lab	ENC in situ	getestete Chips Vorderseite	getestete Chips Rückseite
306	3.3	0.987	9.80E-05	13.7	23.4	300	22	1376	1537	M0, S1, S2	S11, S12, E13
312 <sup>1)</sup>	3.5	0.996	1.40E-05	14.4	22.9	300	4	1440	-	S2, S3	S10, S11
303*	3.4	0.998	6.40E-04	10.5	25.3	500	26	1842	1933	S1	S12
310*	3.1	0.991	1.65E-03	10.8	25.1	500	14	1833	1853	S1, S2	S11, S12
312**	3.0	0.992	4.71E-03	7.9	28.4	500	21	2023	2371	M0, S1	S12, E13
503**	3.1	0.990	5.79E-03	7.8	28.3	500	24	2003	2471	S1, S2	S11, S12
504**	3.1	0.984	3.56E-03	8.6	27.3	500	7	2302	2390	S1, S2	S11, S12

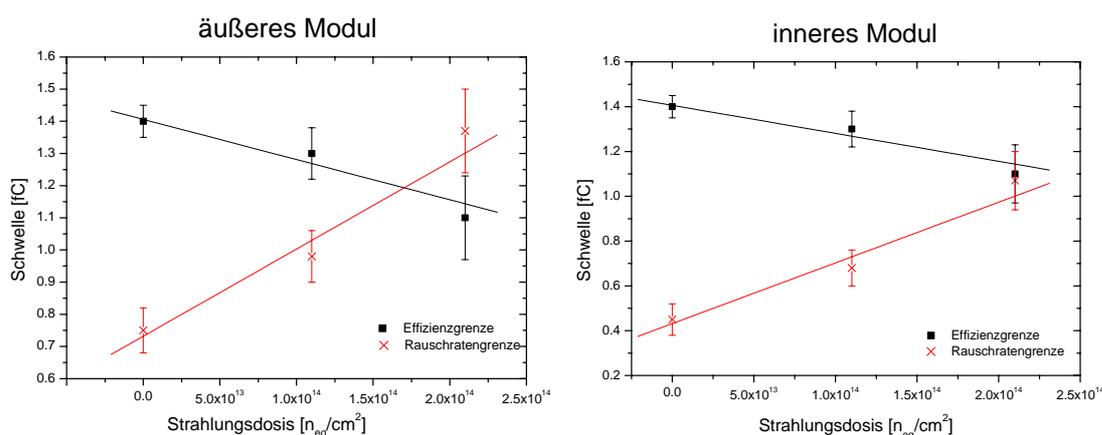
Tabelle 7.4 Übersicht über die im Mai 2003 getesteten Module.

1) Die Daten des unbestrahlten Moduls 312 stammen aus dem Juni 2002.

## 7.8 Zu erwartende Leistungsfähigkeit der SCT – Endkappen

Wie bisher gezeigt wurde, hängt die Leistungsfähigkeit der SCT-Endkappen Detektormodule stark von der Strahlendosis ab, mit der sie geschädigt wurden. In Abb. 7.46 ist dargestellt, wie sich die Nachweiseffizienz und die Rauschrate in Abhängigkeit von der Strahlendosis verändert. Die Effizienzgrenze gibt an, bei welcher Schwelle die Effizienz unter 0.99 sinkt. Die Rauschratengrenze bezeichnet die Schwelle, bei der die Rauschrate unter  $5 \cdot 10^{-4}$  absinkt. Die Werte für die äußeren Module ergeben sich aus den Mittelwerten vermessenen Detektormodule. Leider stand für diese Arbeit kein bestrahltes inneres Modul zur Verfügung. So wurden für die Nachweiseffizienz der inneren Module die Werte der äußeren Module übernommen. Die Rauschrate wurde aus den Daten des äußeren Moduls unter Berücksichtigung der geringeren Streifenkapazität berechnet. Auf eine Darstellung der mittleren Module wurde verzichtet, da sie sich nur geringfügig von den äußeren Modulen unterscheiden. Für äußere Module findet man einen Arbeitsbereich bis zu einer Strahlendosis von  $1.6 \pm 0.2 \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Innere Module können aufgrund ihrer geringeren Streifenkapazität einer höheren Strahlenbelastung ausgesetzt werden als äußere Module. Sie erreichen die Grenzen der Spezifikationen bei  $(2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ .

Eine Übersicht der zu erwartenden Strahlendosis der Endkappen SCT Module, während einer Betriebsdauer von 10 Jahren am LHC, aufgeschlüsselt nach Position der Endkappe und Modultyp, findet sich in Tab. 7.5. Extrapolierte Werte für die ENC, die Verstärkung, die Nachweiseffizienzgrenze und die Rauschratengrenze nach 10 Jahren Betrieb am LHC sind ebenfalls angegeben. Die maximale Effizienz, die in der letzten Spalte aufgeführt ist gibt an, welche Effizienz erwartet werden kann, wenn das Modul bei einer Schwelle betrieben wird, so dass die Rauschrate kleiner als  $5 \cdot 10^{-4}$  ist.



**Abb. 7.46** Effizienz- und Rauschratengrenze in Abhängigkeit von der Strahlendosis für äußere und innere Module. Die Schwelle muss kleiner als die Effizienzgrenze und größer als die Rauschratengrenze gewählt werden.

Endkappe	Modultyp	Dosis $\left[ \frac{10^{14} \cdot n_{eq}}{cm^2} \right]$	ENC [e <sup>-</sup> ]	Verstärkung [mV/fC]	Effizienzgrenze [fC]	Rausch- raten- grenze [fC]	max.Effizienz für Rauschrate =5·10 <sup>-4</sup>
1	inneres	2.1	1813	31.3	1.14	1.00	>0.990
	mittleres	2.0	2154	32.8	1.16	1.26	0.980
	äußeres	1.6	2022	36.8	1.22	1.17	>0.990
2	mittleres	1.7	2053	35.3	1.20	1.19	>0.990
	äußeres	1.4	1970	38.1	1.23	1.13	>0.990
3	inneres	2.0	1774	32.3	1.16	0.97	>0.990
	mittleres	1.7	2052	35.3	1.20	1.19	>0.990
	äußeres	1.4	1946	38.7	1.24	1.12	>0.990
4	inneres	1.9	1718	33.7	1.17	0.93	>0.990
	mittleres	1.8	2076	34.7	1.19	1.20	0.989
	äußeres	1.4	1943	38.8	1.24	1.12	>0.990
5	inneres	2.0	1761	32.6	1.16	0.96	>0.990
	mittleres	1.8	2092	34.3	1.18	1.21	0.987
	äußeres	1.5	1993	37.5	1.22	1.15	>0.990
6	inneres	2.1	1792	31.8	1.15	0.98	>0.990
	mittleres	1.7	2063	35.1	1.19	1.19	0.990
	äußeres	1.5	1987	37.7	1.23	1.15	>0.990
7	mittleres	1.9	2122	33.6	1.17	1.24	0.984
	äußeres	1.6	2049	36.1	1.21	1.19	>0.990
8	mittleres	2.1	2180	32.1	1.15	1.28	0.978
	äußeres	1.9	2162	33.3	1.17	1.27	0.980
9	äußeres	2.2	2258	30.9	1.14	1.34	0.970

**Tabelle 7.5** Zustand der Endkappen des SCT nach 10 Jahren Betrieb am LHC. Die Dosis ist [TDR5] entnommen. Die Werte für die inneren Module wurden aus den Messwerten der äußeren Module extrapoliert. Die Effizienzgrenze ist die Schwelle, bei der die Effizienz unter 0.99 absinkt. Die Rauschrategrenze ist die Schwelle, bei der die Rauschrate unter 5·10<sup>-4</sup> sinkt. Die Maximale Effizienz in der letzten Spalte ist die Effizienz, die man erhält, wenn die Auslesekanäle bei der Schwelle betrieben werden, so daß die Rauschrate 5·10<sup>-4</sup> ist.

Alle inneren Module werden über die gesamte Zeit innerhalb der Spezifikationen betrieben werden können. Die mittleren und äußeren Module, die unter kleinen Winkeln zur Strahlachse montiert sind , also auf Endkappen mit hohen Nummern montiert sind, werden nach 10 Jahren mit geringem Effizienzverlust betrieben werden. Die geringste Nachweiseffizienz beträgt 0.97 für die äußeren Module auf der Endkappe 9.

# Zusammenfassung und Ausblick

Am *Large-Hadron-Collider*, der z. Zt. am CERN gebaut wird, werden zwei Protonstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von 7TeV zur Kollision gebracht werden. Dies wird mit einer Rate von 40MHz und einer Luminosität von bis zu  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erfolgen. Die hohe Energie und die hohe Kollisionsrate wird die Untersuchung von noch nicht beobachteten physikalischen Effekten erlauben. ATLAS ist eines der Experimente, die an den vier Kollisionspunkte aufgebaut werden. Mit ATLAS soll nach Erweiterungen des Standardmodells bzw. nach „neuer Physik“ gesucht werden. Insbesondere das Higgs-Boson als auch supersymmetrische Teilchen sind dabei von höchstem Interesse.

Mit ATLAS sollen die Flugbahnen von geladenen Teilchen gemessen und die Energie von geladenen und neutralen Teilchen bestimmt werden. Dazu besitzt ATLAS einen Spurdetektor, ein elektronisches und ein hadronisches Kalorimeter und Myonkammern. Teil des Spurdetektors ist der *Semiconductor Tracker* (SCT), dessen Aufgabe es ist, Spurpunkte von geladenen Teilchen zu registrieren. Als Sensoren werden Silizium-Mikrostreifen-Detektoren eingesetzt die im zentralen „*Barrel*“-Bereich in vier Lagen um den Kollisionspunkt angeordnet sind. Die Endkappen an den Stirnseiten bestehen aus je neun Rädern. Mit drei verschiedenen Modultypen werden Ringe gebildet, die im Abstand von 28cm bis 56cm von der Strahlachse montiert sind. Alle drei Modultypen werden mit dem gleichen Hybrid ausgelesen. Die Daten werden optisch zu den Datenerfassungssystem außerhalb des Experiments gesendet.

Das Hybrid trägt zwölf Auslese-ASICs, den ABCD3TA. Er wird in der strahlentoleranten DMILL-Prozesstechnologie gefertigt. Ein ABCD3TA besitzt 128 Kanäle, die die Signale der Streifen in eine binäre Information – Teilchendurchtritt fand statt bzw. Teilchendurchtritt fand nicht statt - umwandeln. Jeder Kanal besteht aus einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, einem Pulsformer, einem Komparator und einem 132 Bit tiefen Datenspeicher. Die Hauptschwierigkeit bei der Entwicklung des Hybrids war es *Common Mode Noise*, also die gegenseitige Beeinflussung der Auslesekanäle, zu verhindern. Dies erreicht man zum einen durch lokales Filtern der analogen und digitalen Versorgungsspannungen direkt an jedem einzelnen Eingang der ABCD3TAs. Zum anderen wird für *ground*- und *power*-Lagen soviel Kupfer verwendet, wie nach den Spezifikation der Strahlungslänge zulässig ist. Realisiert wird der flexible Schaltkreis in Kupfer-Polyimid-Technologie. Um eine doppelseitiges Hybrid zu bilden, wird er um einen 500 $\mu\text{m}$  dicken Carbon-Carbon Kern herumgebogen, der sich durch seine hohe Wärmeleitfähigkeit auszeichnet. Zum Wärmetransport werden zwischen Auslese-ASICs und dem Kohlefaserkern Aluminiumnitrid-Plättchen verwendet.

Ein Modell für das Rauschverhalten eines Auslesekanals wurde erstellt. Zu den Hauptrauschquellen zählt der Eingangstransistor des Vorverstärkers. Das thermische Rauschen des Basiswiderstands und das Schrotrauschen des Kollektorstroms liefern für alle Modultypen signifikante Beiträge. Das thermische Rauschen des Widerstand am Eingang des Auslesekanals, der sich aus den Widerständen der Aluminiumstreifen auf dem Sensor und dem *pitch*-Adapter und dem Widerstand der Bonddrähte zusammensetzt, liefert ebenfalls für alle Modultypen einen deutlichen Beitrag. Die Abhängigkeit des Rauschens von der Temperatur ist für alle drei Modultypen im Bereich um den Betriebspunkt linear. Für bestrahlte Module findet man eine exponentielle Abhängigkeit, da hier der Detektorleckstrom so groß ist, dass sein Schrotrauschen ebenfalls einen Beitrag liefert. Das Rauschen für die unterschiedlichen Modultypen erreicht bei verschiedenen Kollektorströmen des Eingangstransistors sein Minimum. Für innere Module ist ein Wert von etwa  $200\mu\text{A}$  optimal, das mittlere und das äußere Modul arbeiten besonders rauscharm beim maximal einstellbaren Wert von  $267\mu\text{A}$ . Für bestrahlte äußere Module ändert sich das wieder: der optimal Arbeitspunkt sinkt auf  $160\mu\text{A}$  ab.

Das Rauschverhalten von Detektormodulen mit K5-Hybriden wurde mit Hilfe des Kalibrierungsschaltkreises des ABCD3TA untersucht. Die Verstärkung der Ausleskanäle beträgt etwa  $50\text{mV/fC}$ . Wie erwartet nimmt das Rauschen mit der Streifenkapazität zu. Ein inneres Modul hat eine ENC von  $1020\pm 30$  Elektronen; für ein äußeres Module beträgt die ENC  $1425\pm 43$  Elektronen. Die Rauschrate ist für alle Modultypen um über eine Größenordnung niedriger, als im *Technical Design Review* gefordert. Unter Nominalbedingungen zeigten die ABCD3TAs Probleme: die Verstärkung einiger Ausleskanäle liegt mehrere Standardabweichungen unterhalb des Mittelwerts. Abhilfe schafft die Erhöhung der analogen Versorgungsspannung von  $3.5\text{V}$  auf  $3.8\text{V}$  oder das Absenken des *shaper currents* von  $30\mu\text{A}$  auf  $20\mu\text{A}$ .

Auf einem Prototyp eines Endkappenrades wurden vier äußere Detektormodule gleichzeitig getestet. Eine Verschlechterung des Leistungsvermögens gegenüber Einzelmessungen in Testboxen konnte nicht beobachtet werden. In die Kühlröhre wurde ein sinusförmiges Störsignal injiziert. Bei einer Frequenz von  $10\text{MHz}$  wurde eine Resonanz im Rauschen der Detektormodule gefunden. Für eine Störfrequenz von  $40\text{MHz}$ , die der *clock* im Experiment entspricht, ist die Zunahme der ENC gering.

Es wurden Teststrahlungsmessungen mit  $180\text{GeV}$ -Pionen an einem äußeren Detektormodul durchgeführt. Der Median der gesammelten Ladung betrug  $3.5\text{fC}$ . Für Schwellen zwischen  $0.75\text{fC}$  und  $1.4\text{fC}$  waren die Spezifikationen erfüllt, d.h. die Effizienz war oberhalb  $0.99$  und die Rauschrate unterhalb  $5\cdot 10^{-4}$ .

Einige äußere Module wurden mit einer Dosis von  $2.1\cdot 10^{14} n_{\text{eq}}$  pro  $\text{cm}^2$  bestrahlt. Diese Dosis entspricht der Maximal im SCT auftretenden Belastung mit einem Sicherheitsfaktor von  $50\%$ . Der lineare Bereich der Stromverstärkung nimmt nach Bestrahlung ab, die Stromverstärkungskennlinien der Transistoren gehen früher in Sättigung als im unbestrahlten Fall. Dies kann umgangen werden, indem man die Ströme in den

Transistoren begrenzt. Dies geschieht mit dem Kollektorstrom des Eingangstransistors und dem *shaper current*. Ihre Obergrenzen müssen individuell für die einzelnen ABCD3TAs bestimmt werden. Bei den untersuchten Modulen war der Kollektorstrom kleiner als  $150\mu\text{A}$  und der *shaper current* niedriger als  $26.4\mu\text{A}$  zu wählen. Bei der nominalen analogen Versorgungsspannung von  $3.5\text{V}$  erfüllen die bestrahlten Module die Spezifikation für die Signalverarbeitungszeit nicht. Bei höherer Spannung von  $3.8\text{V}$  kann diese Forderung erfüllt werden. Eine Erhöhung der analogen Versorgungsspannung führt zu einer kleineren Streuung der Mediane der Effizienz der einzelnen Auslesekanäle. Dies führt direkt zu einer geringeren Rauschrate. Gemessen wurde bei einer Erhöhung der analogen Versorgungsspannung auf  $3.8\text{V}$  eine Reduktion der Rauschrate um  $40\%$ . Die Verstärkung bestrahlte Module beträgt noch  $32.1\pm 2.9\text{mV/fC}$ , die ENC  $2140\pm 140$  Elektronen. Die Rauschrate bei  $1\text{fC}$  liegt etwa eine Größenordnung oberhalb der Spezifikation, der Wert von  $5\cdot 10^{-4}$  wird erst bei einer Schwelle von  $1.25\text{fC}$  erreicht.

Bei Messungen an den bestrahlten äußeren Modulen mit einem  $180\text{GeV}$ -Pionen Teststrahl wurde der Median der gesammelten Ladung für eine Detektorsperrspannung von  $500\text{V}$  zu  $3.1\text{fC}$  bestimmt. Dies ist deutlich weniger Ladung, als mit den unbestrahlten Modulen gesammelt wird.  $0.15\text{fC}$  lassen sich durch die höhere Zwischenstreifenkapazität der bestrahlten Module erklären. Ein weiterer Ladungsverlust kommt durch die hohe Störstellenkonzentration zustande. Die Störstellen führen zu einer erhöhten Ladungssammlungszeit und somit zu einem verbreiterten und niedrigerem *Shaper*-Ausgangssignal. Der Wechselwirkungsquerschnitt mit den Störstellen sinkt mit zunehmendem Impuls der Löcher. Somit nimmt die Ladungssammlung mit zunehmender Detektorsperrspannung zu. Für die Schwelle, bei der die Rauschrate  $5\cdot 10^{-4}$  unterschreitet, liegt die Effizienz noch oberhalb von  $0.97$  aber nicht mehr oberhalb der geforderten  $0.99$ .

Da die Teststrahlmessungen unter Standardbedingungen, also mit einer analogen Versorgungsspannung von  $3.5\text{V}$  durchgeführt wurden, ist Grund zu der Annahme gegeben, dass sich diese Ergebnisse noch verbessern lassen. Eine Erhöhung von  $V_{\text{CC}}$  auf  $3.8\text{V}$  führt aufgrund der geringeren Rauschrate unter der Annahme, dass sich die Nachweiseffizienz im Gegensatz zu Messungen mit  $3.5\text{V}$  nicht verändert, zu einer Effizienz von  $0.98$ . Da sich die Signalverarbeitungszeit mit zunehmender analoger Versorgungsspannung verkürzt, ist davon auszugehen, dass die Effizienz zunimmt. Dies sollte man bei zukünftigen Teststrahlmessungen untersuchen.

Die Detektormodule der Endkappen des ATLAS-SCT werden über viele Jahre innerhalb der Spezifikationen betrieben werden können. Geplant ist eine Dauer von  $10$  Jahren. Es ist möglich, dass die Effizienz für einige Module unterhalb der geforderten  $0.99$  liegt, allerdings darf man mit einer Effizienz oberhalb  $0.97$  rechnen.

# Literaturverzeichnis

- [AB98] “ABCD DAC architecture (3.12.98)”, ABCD3T Final Design Review, CERN, 1998
- [AH02] A. Ahmad, “Measurement of common mode noise in binary read-out systems”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 487 (2002) 557-564.
- [AL97] P.P. Allport, “Silicon strip detector designs for the ATLAS experiment,” Nucl. Instrum. Methods A, vol. A 386, pp. 109-116, 1997.
- [AN01] L. Andricek, G. Lutz, H.G. Moser, R. H. Richter , “Radiation Hard Strip Detectors on Oxygenated Silicon“, IEEE NSS-MIC, SAN DIEGO, NOVEMBER 2001, PAPER ID N19-2 1
- [AK02] T. Akimoto, et. al., „Beam Study of Irradiated ATLAS-SCT Prototypes“, Nucl. Instrum. Meth., A485, pp.67-72, 2002
- [BA94] E.Barberis et al., “ANALYSIS OF CAPACITANCE MEASUREMENTS ON SILICON MICROSTRIP DETECTORS”, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A342 (1994) 189
- [BA03] R. L. Bates, “ATLAS SCT Endcap module and system test performance,” IEEE NSS 2003, Portland, 2003.
- [BR03] M. Mangin-Brinet, A. G. Clark, M. Donegà, M. D’Onofrio, D. Ferrere, B. Mikulec, et. al., “Electrical test results from ATLAS-SCT end-cap modules”, ATL-INDET-2003-004, CERN, Geneva, 2003
- [DA97] W. Dabrowski, “Readout electronics for the ATLAS semiconductor Tracker,” Nucl. Instrum. Methods A, vol. A 386, pp 117-121, 1997.
- [DA98] W. Dabrowski, J. Kaplon, R. Szczygiel, „SCT128A – a prototype chip for binary readout of silicon strip detectors”, *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A421, 1999

- [DA99] W. Dabrowski, et al. “Radiation Hardness of the ABCD Chip for the Binary Readout of Silicon Strip Detectors in the ATLAS Semiconductor Tracker“ *Proc. of the Fifth Workshop on Electronics for LHC Experiments, Snowmass, Colorado, USA 20-24 September, 1999. CERN/LHCC/99-33, 1999*
- [DA00a] W. Dabrowski, F. Anghinolfi, C. Buttar, V. Cindro, A.G. Clark, I. Dawson, et. al., “Design and performance of the ABCD chip for the binary readout of silicon strip detectors in the ATLAS semiconductor tracker,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, pp. 1843-1850, Dec. 2000.
- [DA00b] W. Dabrowski, F. Anghinolfi, A. Clark, B. Dick, T. Dubbs, L. Eklund, et al. “Progress in development of the readout chip for the ATLAS semiconductor Tracker,” *Proc. Electronics for LHC experiments Conf.*, Cracow, Poland, pp. 66-67, 2000.
- [DA01] W. Dabrowski, “ABCD3TA ASIC, Requirements and Specification“, *CERN ATLAS SCT ASIC PRRR/2001*, 2001
- [DE99] ATLAS SCT/Detector FDR/99-7
- [DETQA] ATLAS SCT DETECTOR QA PROCEDURES
- [FE03] L. Feld, “Detector Modules for the ATLAS SCT endcaps”, *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A 511, pp. 183-186, 2003.
- [GI92] K. Gill et al, „Radiation damage by neutrons and photons to silicon detectors“ *NIM A322 (1992)* pp. 177-188
- [GR02] Ashley Greenall, “ATLAS-SCT-AERO, vers. 1.3”, [http://hep.ph.liv.ac.uk/~ashley/ATLAS\\_AERO.html](http://hep.ph.liv.ac.uk/~ashley/ATLAS_AERO.html), 2003
- [HA02] K. Hagiwara et al., *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002)
- [IB95] H. Ibach, H. Lüth, „Festkörperphysik“, Springer Verlag, ISBN 3-540-58575-3, 4. Auflage, 1995
- [KE00] C. Ketterer, „Elektrische, thermische und mechanische Untersuchungen an Silizium Streifendetektoren für den ATLAS-Tracker“, Diplomarbeit, 2000
- [KE04] C. Ketterer, „The Electronics Hybrid of the ATLAS-SCT Endcap Detector Modules“, *IEEE Trans. On Nucl. Science*, 2004

- [LE94] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer Verlag, ISBN 3-540-57280-5, 0-387-57280-5, 1994
- [LEP03] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, “Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP”, *Physics Letters*, B 565, pp. 61–75, 2003
- [LI01] G. Lindstrom et al., “Radiatio hard silicon detectors-developments by the RD48 (ROSE) collaoration”, *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A466, 2001
- [LU99] G. Lutz, “Semiconductor Radiation Detectors – Device Physics”, Springer Verlag, ISBN 3-540-64859-3, 1999
- [MA03] M. Mangin-Brinet et al., “Electrical test results from ATLAS SCT end-cap modules”, *CERN ATL-INDET-2003-14*, 2003
- [MI03] M. Mikuz, “The ATLAS SemiConductor Tracker,” IEEE NSS 2003, Portland, N26-2, 2003.
- [PE03] S. J. M. Peeters, „The ATLAS SemiConductor Tracker Endcap“, *Academische Proefschrift, NIKHEF, Amsterdam*, 2003
- [RD29] RD29 Status Report, “DMILL, A Mixed Analog-Digital Radiation Hard Technology for High Energy Physics Electronics”, CERN/LHCC/97-15, 1997
- [SCTDAQ] [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER\\_DETECTOR/SCT/testdaq/testdaq.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/SCT/testdaq/testdaq.html)
- [SLOG] <http://hepwww.rl.ac.uk/atlas-sct/mm/Slog/slog.pdf>
- [SN02] S. Snow, “Thermal and Mechanical Performance Results from Forward SCT Modules”, *CERN ATLS-IS-TR-0002*, 2003
- [TI93] U. Tietze, Ch. Schenk, „Halbleiterschaltungstechnik“, 10. Auflage, Springer, ISBN 3-540-56184-6, 1993
- [TDR5] ATLAS Technical Design Report 5, CERN/LHCC/97-17, ISBN 92-9083-103-0, 30 April 1997
- [TU01] M. Turala, “The ATLAS semiconductor tracker,” *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A 466, pp. 243-254, 2001.

- [UL98] K. Ulshöfer, H.D. Hornschuh, “Mathematische Formelsammlung”, Konrad Wittwer Verlag, 1989
- [UN00] Y. Unno, “ATLAS silicon microstrip Semiconductor Tracker (SCT),” *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A 453, pp. 109-120, 2000
- [UN02] Y. Unno, et al., “Beamtest of nonirradiated and irradiated ATLAS SCT Microstrip Modules at KEK”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49, pp.1868-1875, 2002
- [WE79] H. A. Weakliem and D. Redfield, „Temperature dependence of optical properties of silicon“, *J. Appl. Phys.* 50(3), (März 1979)
- [WI98] M. Winkler, “dE/dx in Halbleiterdetektoren”, Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 1998
- [WI00] D. J. White, J. D. Dowell, G. Mahout, P. Jovanovic, I. Mandic, A. R. Weidberg “Radiation hardness studies of the front-end ASICs for the optical links of the ATLAS SemiConductor Tracker“, *Nucl. Instrum. Methods A*, vol. A 457, pp. 369-377, 2000.



# Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen Danke sagen, die mich in den letzten Jahren bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben:

**Prof. Dr. Kay Runge** für die Möglichkeit in der Freiburg ATLAS-SCT Gruppe mitzuarbeiten und seiner Unterstützung, besonders in der ersten Phase dieser Arbeit.

**Prof. Dr. Jens Ludwig** für die Überlassung des Themas und sein ständiges Interesse am Fortschreiten meiner Arbeit.

Den Mitgliedern des **Freiburg Hybrid Teams** für die erfolgreiche Zusammenarbeit. Besonderer Dank gilt **Prof. Dr. Lutz Feld, Dr. Jens Meinhardt, Simon Eckert** und **Dieter Joos** für den Zusammenhalt auch in kritischen Phasen des Projekts.

Den Mitgliedern des **SCT Testbeam Teams** insbesondere **Dr. Lars Eklund, Dr. Gareth Moorhead** für die geduldige Beantwortung meiner Fragen zum Mustard-System und zu Strahlenschäden in Modulen.

Den Mitgliedern des **SCT Systemtest Teams**, besonders **Dr. Joleen Pater, Dr. Richard Bates** und **Dr. Paul Dervan** für die Einarbeitung in die optische Auslese und viele gute Gespräche über die Funktionsweise der Module.

Den Mitgliedern der **Freiburger SCT Gruppe** danke ich für die gute Zusammenarbeit und das gute Arbeitsklima.

Den Mitarbeitern der **elektrischen** und **mechanischen Werkstatt** des physikalischen Instituts Freiburg, ohne deren tatkräftige Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich möchte meinen **Eltern** für Ihrer Unterstützung, nicht nur während der Promotion, sondern auch während des gesamten Studiums danken.

Ich danke meiner Frau **Ina** für den Rückhalt bei der Durchführung und Fertigstellung dieser Arbeit.