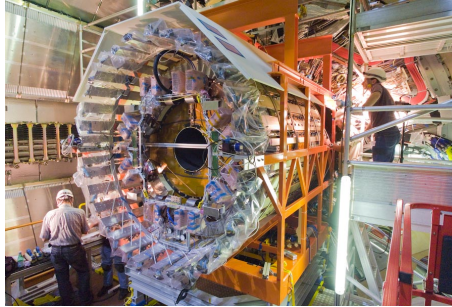


Teilchenphysik mit höchstenergetischen Beschleunigern (Tevatron und LHC)



V5: Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (II)

13. November 2007

Richard Nisius (MPP München)
nisius@mppmu.mpg.de

TU München, WS 07/08, S. Bethke und R. Nisius



Vorlesungsthemen

- | | | |
|-----|---|----------|
| 1. | Einführung: Stand der Teilchenphysik | 16.10.07 |
| 2. | Teilchenphysik: offene Fragen und Projekte | 23.10.07 |
| 3. | Hadronenbeschleuniger: Tevatron und LHC | 30.10.07 |
| 4. | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (I) | 06.11.07 |
| 5. | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (II) | 13.11.07 |
| 6. | Trigger, Datennahme und Computing | 20.11.07 |
| 7. | Monte Carlo Generatoren und Detektor Simulation | 27.11.07 |
| 8. | QCD, Jets, Strukturfunktionen | 04.12.07 |
| 9. | Standard Modell Tests | 11.12.07 |
| 10. | CP-Verletzung | 18.12.07 |
| |  | |
| 11. | Top-Quark Physik | 08.01.08 |
| 12. | Suche nach dem Higgs-Boson | 15.01.08 |
| 13. | Supersymmetrie | 22.01.08 |
| 14. | Andere Erweiterungen des Standard Modells | 29.01.08 |
| 15. | Ausblick & Zukunftsprojekte | 05.02.08 |

Der Plan der beiden Detektorvorlesungen

Teil 1

- Einführung
- Gesamtkonzepte von Detektoren der Hochenergiephysik
- Spurdetektoren (allgemein)

Teil 2

- Halbleiterdetektoren
- Elektromagnetische Kalorimeter
- Hadronische Kalorimeter
- Myondetektoren

Das Prinzip des pn-Übergangs

- Zwei Si-Halbleiter: 1) p^+ dotiert, Bor, $N_A = 10^{19}/\text{cm}^3$
- 2) n dotiert, Phosphor, $N_A = 10^{12}/\text{cm}^3$.

- Werden die Halbleiter in Kontakt gebracht entsteht ein pn-Übergang, mit n = Donator = e Überschuss, und p = Akzeptor = Löcher Überschuss.

- Durch Diffusion gleichen sich die Überschüsse aus. Das n -Si ist positiv und das p -Si negativ geladen. Es entsteht die Raumladungszone bis sich ein Gleichgewicht einstellt: $N_A x_p = N_D x_n$.

- Die Ladungen erzeugen ein elektrisches Feld:

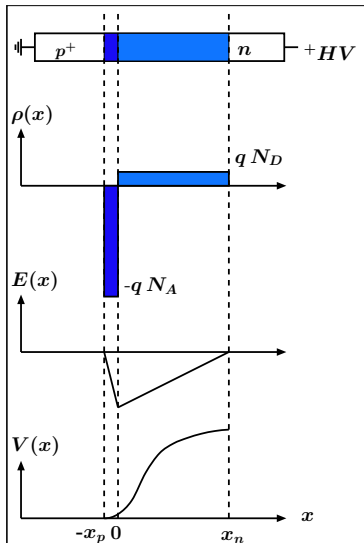
$$E(x) = \begin{cases} -\frac{eN_A}{\epsilon\epsilon_{\text{Si}}} (x + x_p) & \text{für } -x_p < x < 0 \\ \frac{eN_D}{\epsilon\epsilon_{\text{Si}}} (x - x_n) & \text{für } 0 < x < x_n \end{cases}$$

- Dem entspricht ein Potentialverlauf:

$$V = \frac{e}{\epsilon\epsilon_{\text{Si}}} (N_A x_p^2 + N_D x_n^2)$$

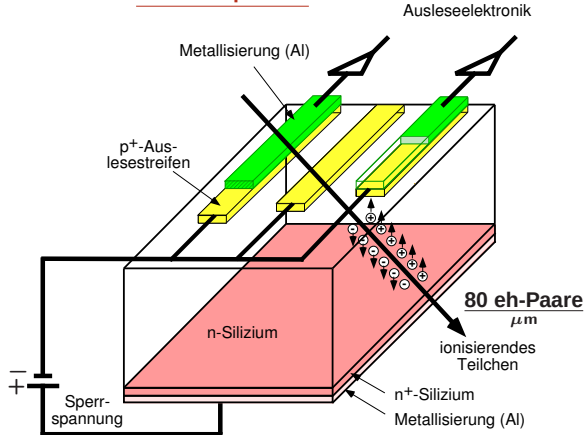
- Mit einer Sperrspannung wird die Raumladungszone von freien Ladungsträgern verarmt. Der pn-Übergang kann nun zum Teilchennachweis genutzt werden.

Alle modernen Experimente nutzen Si-Detektoren.

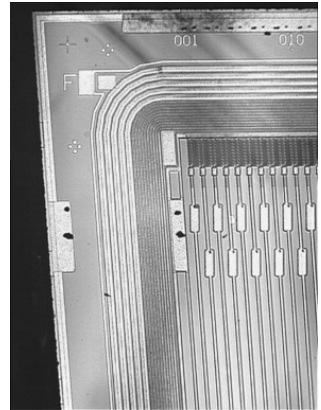


Ein Siliziumstreifendetektor

Die Prinzipskizze



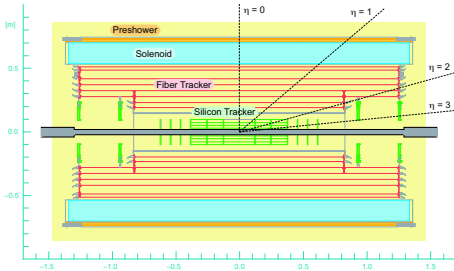
Ein ATLAS SCT Sensor



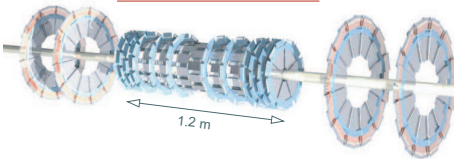
Mit Halbleiterdetektoren werden Spuren und Zerfallspunkte gemessen.

Der D0 Siliziumdetektor

Schemazeichnung des Spurdetektors

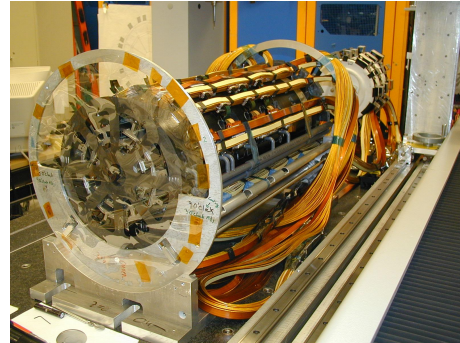


Der Silizium Tracker



Der D0 Siliziumdetektor läuft seit 2002.

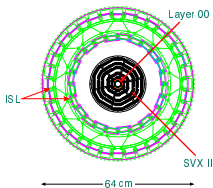
Ein Teil des fertigen Detektors



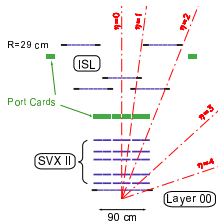
- Vier Barrellagen aus ein- und doppelseitigen Sensoren. Unterbrochen durch Scheiben mit doppelseitigen Sensoren.
- 840 k Auslesekanäle.

Der CDF Siliziumdetektor

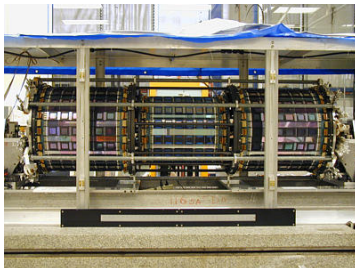
Die $r\phi$ -Ansicht



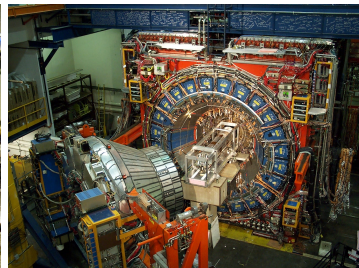
Die z-Ansicht



Der ISL Silizium Spurdetektor



Einbau in den CDF Detektor



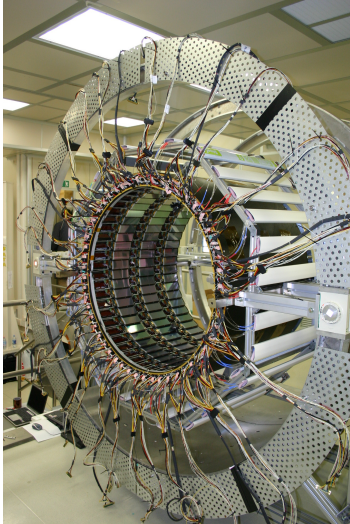
CDF	Layer 00	SVX II	ISL	Totals
Layers	1	5	2	8
Length	0.9 m	0.9 m	1.9 m	
Channels	13824	405504	303104	722432
Modules	48 SS	360 DS	296 DS	704
Readout Length	14.8 cm	14.5 cm	21.5 cm	
Inner Radius	1.35 cm	2.5 cm	20 cm	1.35 cm
Outer Radius	1.65 cm	10.6 cm	28 cm	28 cm
Power	~100 W	1.4 kW	1.0 kW	1.5 kW

- Eine Besonderheit von CDF ist die Layer 00, die direkt auf der Strahlröhre angebracht ist.

Der CDF Siliziumdetektor läuft seit 2002.

Der CMS- Siliziumstreifendetektor

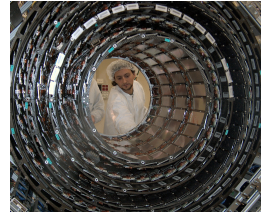
Die Barrellage 4



Ein Teil der Endkappe

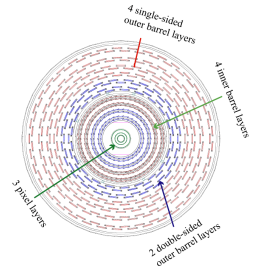


Ein Teil des Barrels



Ein paar Daten

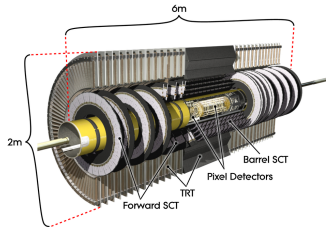
- 10 Barrellagen und 2×9 Scheiben mit Streifen.
- Das sind 211 m^2 Silizium, mit 25000 Sensoren und 9.6 M Auslesekanälen.
- 3 Pixellagen.



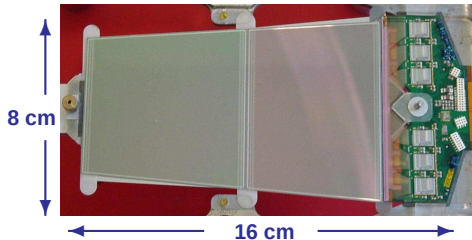
Dies ist der größte je gebaute Siliziumdetektor.

Der ATLAS Siliziumstreifendetektor SCT

Schemazeichnung des Spurdetektors



Ein SCT Endkappenmodul



Ein paar Daten zum SCT

- Barrel: 4 Lagen.
- Endkappen: 2x9 Scheiben.
- Module: 4088, Barrel 2112, Endkappen 1976 (vier Sorten).
- Ortsauflösung: 16 μm (senkrecht) und 580 μm (parallel) zu den Streifen.

Moduldetails

- 768 einseitige p^+ -in-n Streifen mit 50-90 μm Streifenabstand (pitch).
- Doppelseitiger Hybrid mit 6 Chips pro Seite, binäre Auslese.
- Befestigungspunkte mit 20 μm Genauigkeit.

Am MPP München wurden 420 SCT Endkappenmodule gebaut.

Der Modulbau im Schnelldurchlauf

Hybrid

6-lagige Kupfer-Polyimid
Flex auf Carbon-Substrat

Befestigungspunkte

Genauigkeit $20\ \mu\text{m}$

Detektoren

ca. $6 \times 6 \times 0.285\ \text{cm}^3$
768 einseitige p^+ -in-n
Streifen mit $50\text{-}90\ \mu\text{m}$
Streifenabstand

Auslesechips

6 ABCD3T Chips pro Seite,
binäre Auslese

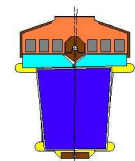
Fan-ins

4/Modul, Glas mit Al-Streifen
 $300\ \mu\text{m}$ dick

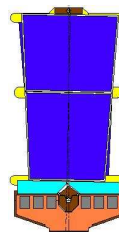
Trägerstruktur (Spine)

Thermal Pyrolytic Graphite
 $500\ \mu\text{m}$ dick, $1700\ \text{W/m/K}$

Mittleres Modul



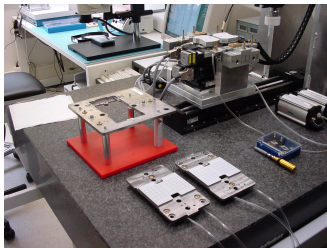
Inneres Modul



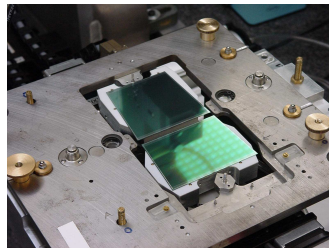
Äußeres Modul

Bilder von der Modulproduktion am MPP

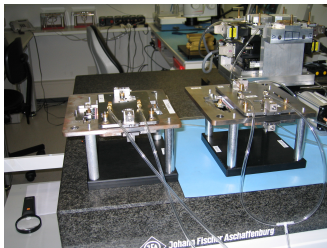
Der Roboter zur Ausrichtung



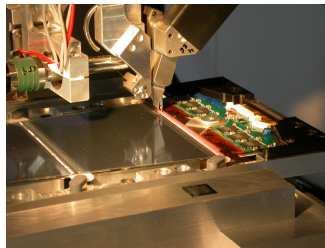
Ausrichtung der Wafer



Parallelproduktion der Module



Die Bondmaschine

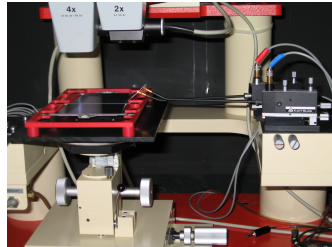


Bilder von der Qualitätskontrolle am MPP

Prüfung der mechanischen Präzision



Messung der Dunkelströme



Prüfung elektrischer Eigenschaften

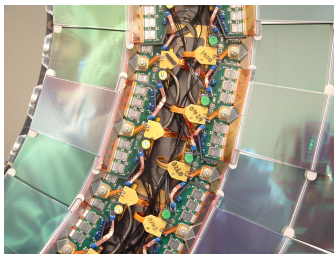
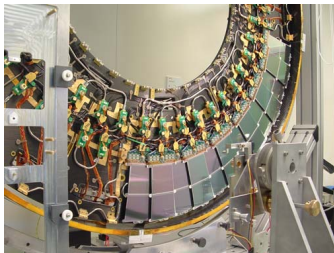


Stresstests in der Klimakammer

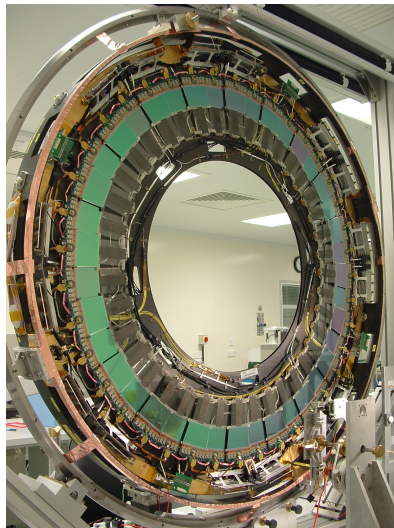


Von Modulen zu Scheiben

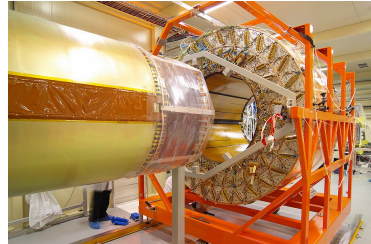
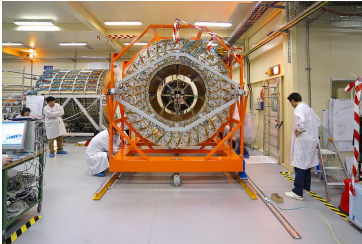
Die Vorderseite einer Scheibe



Die Rückseite einer Scheibe

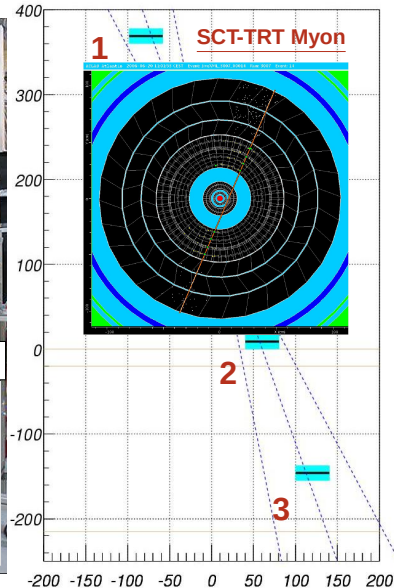
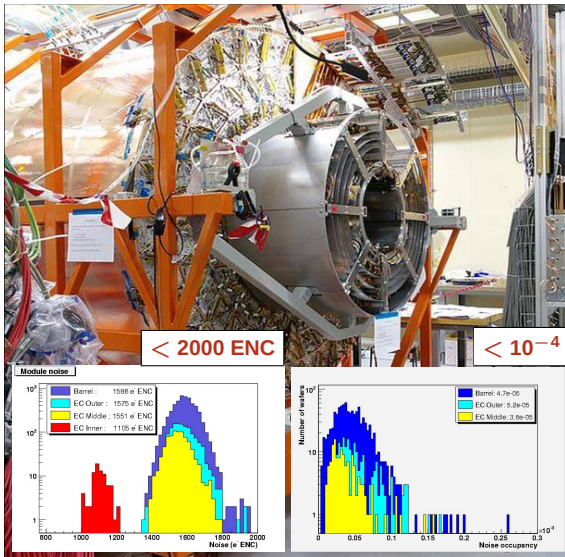


Die Integration von SCT und TRT Barrel

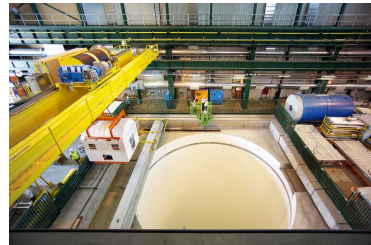


Die Integration erfolgte ohne Probleme am 12.+13. Februar 2006.

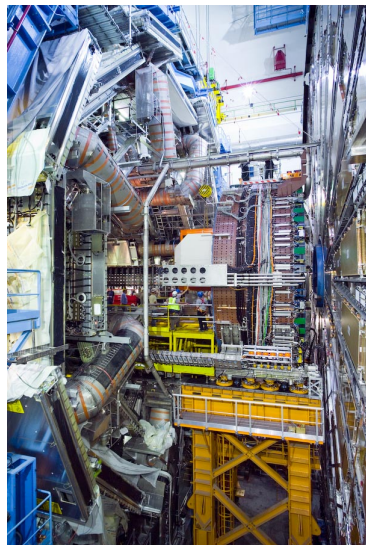
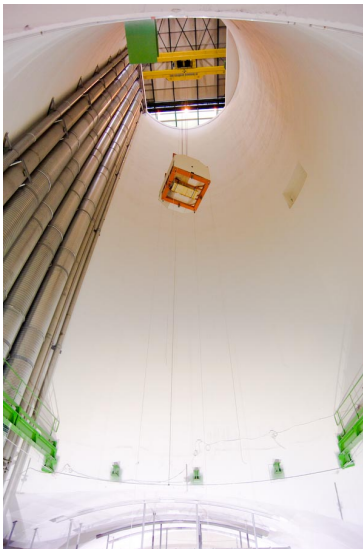
Letzte Tests vor dem Einbau in ATLAS



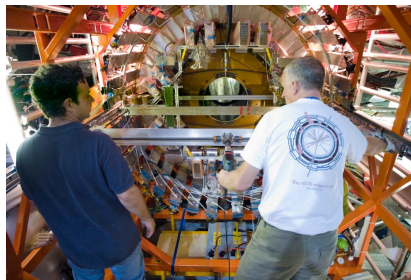
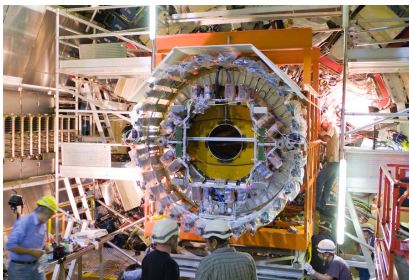
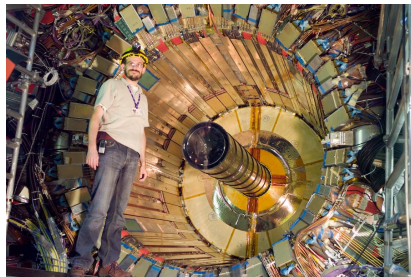
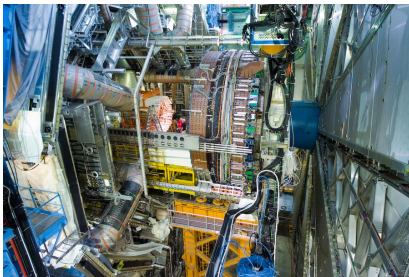
Einbau in ATLAS - von der Oberflächenhalle zum Zugangsschacht



Endkappe A - vom Zugangsschacht zur endgültigen Position in ATLAS

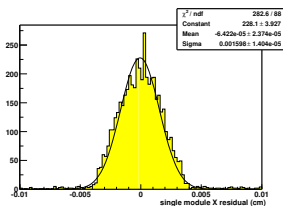
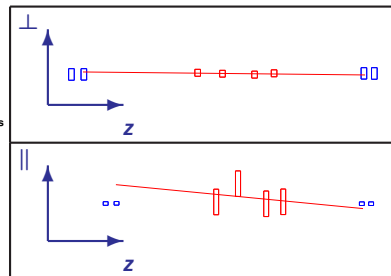
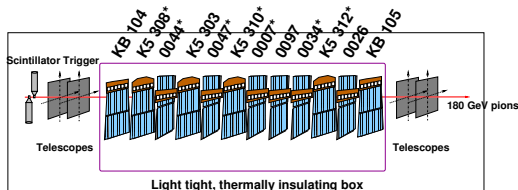


Endkappe A - die letzten Meter

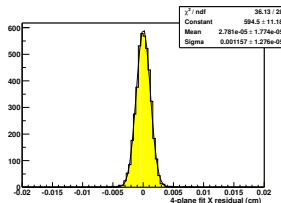


19

Mit bestrahlten Modulen auf Spurensuche am Pion-Teststrahl



$$\sigma_{\text{Spur}, \perp} \approx 12 \mu\text{m}$$



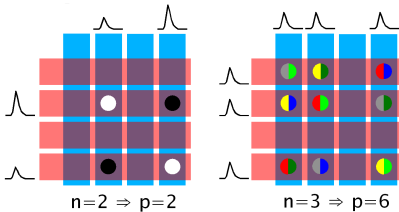
$$\sigma_{\text{Punkt}, \perp} \approx 16 \mu\text{m}$$

- Spur aus drei Modulen
 $\Rightarrow \epsilon > 97\%$, zufällig $< 10^{-3}$
- Spur aus vier Modulen
 $\Rightarrow \epsilon > 97\%$, zufällig $< 10^{-4}$
- $\epsilon_{\text{Spur}} \approx \prod \epsilon_{\text{Punkt}}$

Auch nach voller Dosis ist Spurmessung mit hoher Effizienz und kleiner Zufallsrate möglich.

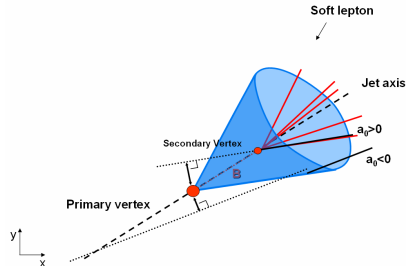
Grenzen der Anwendung von Streifendetektoren

Trefferambiguitäten



— Bei hohen Trefferdichten wird die Anzahl der Lösungen ($p=n!$) zu groß. Dadurch wird das Auffinden von Spuren sehr ineffizient.

Sekundäre Zerfallspunkte

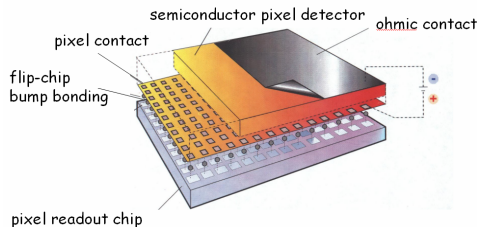


— Die Auflösung der Streifendetektoren von z.B. $16 \mu\text{m}$ ($\perp$) und $580 \mu\text{m}$ ($\parallel$) für ATLAS reicht nicht aus, um sekundäre Zerfallspunkte effizient zu finden und präzise zu messen.

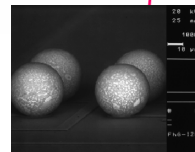
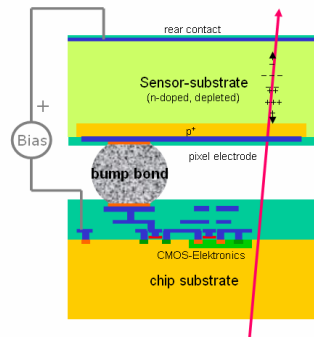
Eine präzise 2-dimensionale Information in der Sensorebene muss her.

Prinzip eines Hybrid Pixeldetektors

Die Prinzipskizze



Die Hybridisierung

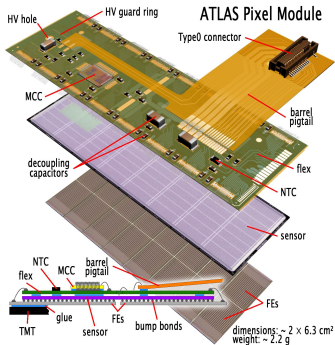


- Die vertikale Verbindung der Pixel mit den Auslesekanälen der Elektronik erfolgt durch bump bonding.
- Dies erlaubt eine sehr feine Segmentierung, CMS: $150 \times 150 \mu\text{m}^2$, ATLAS: $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ und ALICE: $50 \times 450 \mu\text{m}^2$.
- Damit entsteht eine riesige Datenflut, CMS: 33 M Pixel
ATLAS: 82 M Pixel und ALICE: 10 M Pixel.

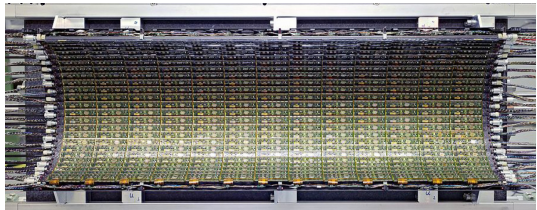
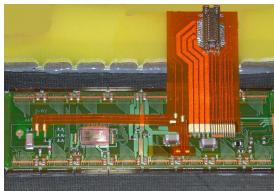
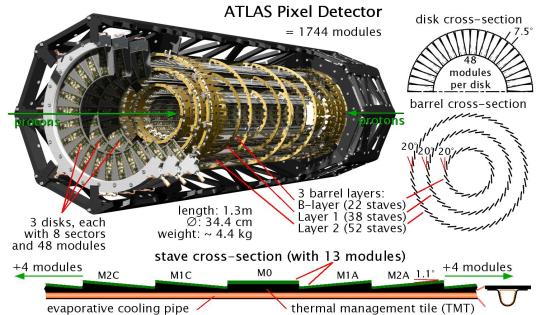
Alle LHC Detektoren arbeiten mit Pixeldetektoren nahe der Strahlachse.

Der ATLAS Pixeldetektor - vom Plan zur Realität

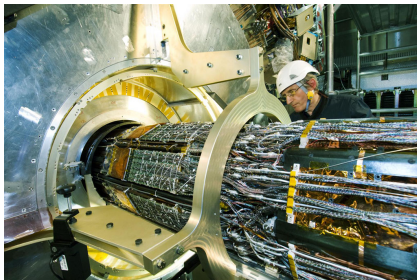
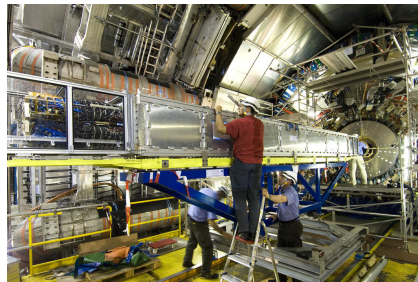
Ein Pixelmodul



Der Detektor und eine Barrelhalbschale

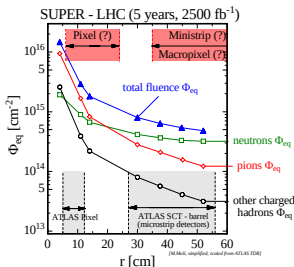


Einbau des Pixeldetektor in ATLAS am 28.6.2007

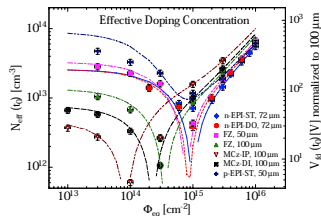


Strahlenschäden von Siliziumdetektoren

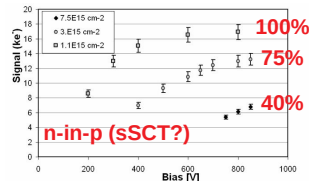
Teilchenfluss



Verarmungsspannung



Ladungssammlung



Kristallschäden durch nicht ionisierenden Energieverlust (NIEL)

- Änderung der effektiven Dotierung $\Rightarrow$ Erhöhte Verarmungssp. oder partielle Verarmung.
- Ansteigen der Leckströme $\Rightarrow$ Erhöhtes Rauschen und Gefahr des thermischen Kollaps.
- Erhöhtes Einfangen der Ladung $\Rightarrow$ Verlust von Teilen der Signalladungen.

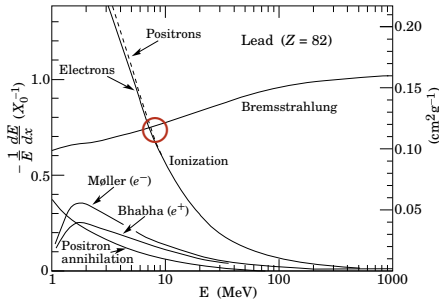
Oberflächenschädigung durch ionisierenden Energieverlust (IEL)

- Ansammlung positiver Ladungen im SiO₂ und in der SiO₂ Grenzfläche $\Rightarrow$ Erhöhte Zwischenstreifen-Kapazität (erhöhtes Rauschen) und geändertes Durchbruchverhalten.

Das Signal zu Rauschverhältnis ist die wichtigste Qualitätsgröße.

Elektronen in Materie

Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge

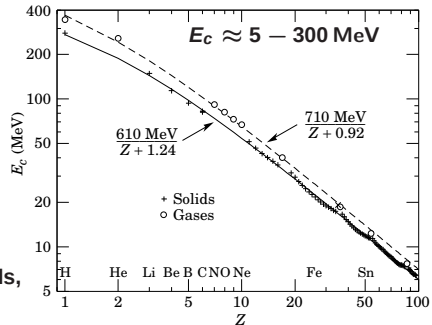


- Zusätzlich zu Ionisation und Bremsstrahlung gibt es noch Streuung an den e^- des Materials, Møller und Bhabha Streuung für e^- und e^+ .

- Die Abschwächung: $E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$ wird durch die Strahlungslänge X_0 parametrisiert, empirisch: $X_0 = \frac{716.4 A}{Z(1+Z) \ln(287/\sqrt{Z})} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \propto \frac{A}{Z^2}$

Die Kritische Energie

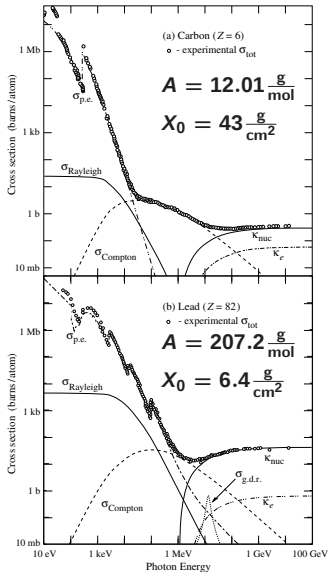
$$E_c \equiv \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{brems}}$$



$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pb :} \\ Z = 82, A = 207.2 \frac{\text{g}}{\text{mol}}, \rho = 11.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \\ \Rightarrow X_0 \hat{=} 0.56 \text{ cm für Blei} \end{array} \right.$$

Die Wechselwirkungen der Elektronen resultieren in elektromagnetischen Schauern.

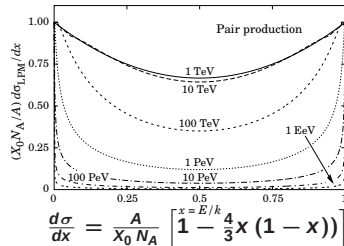
Photonen in Materie



Die Haupteffekte

- Der Photoelektrische Effekt, $\sigma_{\text{p.e.}}$
- Die kohärente Streuung, σ_{Rayleigh}
- Die Compton Streuung, $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$, σ_{Compton}
- Die Paarerzeugung (PE), $\gamma \rightarrow e^+ e^-$, im Feld der Nukleonen / Elektronen, κ_{nuc}/e
- $X_0 = \frac{7}{9}$ der mittleren freien Weglänge für PE.

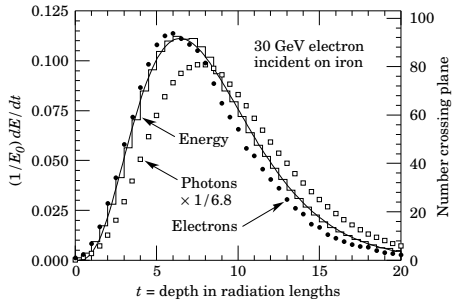
Die Paar-Produktion



$$\Rightarrow \sigma = \frac{7}{9} \frac{A}{X_0 N_A} \begin{cases} 0.36 \text{ b} & \text{für C} \\ 41.8 \text{ b} & \text{für Pb} \end{cases}$$

Elektromagnetische Kalorimeter - die Grundlagen

– EGS4 Simulation, $E_{\text{cut}} = 1.5 \text{ MeV}$.



Die Schauerentwicklung

- Ansteigen der Teilchendichte solange Energie größer E_c , danach Abfallen durch Absorption.
- Schauertiefe:

$$t_{\text{max}} = \frac{x_{\text{max}}}{X_0} = \ln \frac{E}{E_c} \pm 0.5 \begin{cases} + & \text{für } \gamma \\ - & \text{für } e \end{cases}$$
- 98% der Energie ist in $x < 2.5 x_{\text{max}}$.
- Die Schauerbreite entsteht durch Vielfachstreuung.
- Molière Radius: $R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right]$
- 95% der Energie wird in $R < 2R_M$ deponiert.

Beispiel: SiW Kalorimeter, $E = 100 \text{ GeV}$

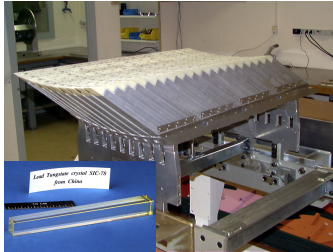
	$X_0 \text{ (g/cm}^2\text{)}$	$X_0/\rho \text{ (cm)}$	$E_c \text{ (MeV)}$
W	6.8	0.35	8.0
Si	22	9.4	39
1:1	14.4	4.9	

- $E/E_c = 4 \cdot 10^3$
- $x_{\text{max}} = 7.9 X_0 \Rightarrow L \approx 110 \text{ cm}$
- $R_M \approx 3 \text{ cm} \Rightarrow B \times H \approx 10 \times 10 \text{ cm}^2$

Ein sehr kompaktes Kalorimeter.

Verschiedene Konzepte für elektromagnetische Kalorimeter

Total absorbierende Kalorimeter



- Material zum Aufschauern und Detektieren:
- Gemessenes Signal:
- Verluste in inaktiven Material:
- Information über longitudinales Schauerprofil:
- Auflösung für $d=25 X_0$ mit E in GeV:
Statistik $\otimes$ Rauschen $\otimes$ Inhomogenitäten der Kalibration

Sampling Kalorimeter

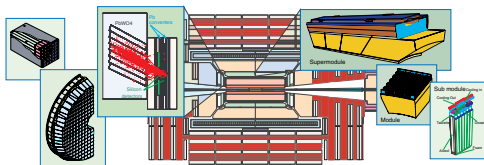


- | | |
|--------------------------------|--|
| gleich | verschieden |
| Licht | Licht oder Ionisation |
| nein | ja |
| nein | ja |
| PbWO₄ (CMS): | $\frac{d\sigma}{dE} = \frac{3.2\%}{\sqrt{E}} \otimes \frac{20\%}{E} \otimes 0.5\%$ |
| LAr/Pb (ATLAS): | $\frac{d\sigma}{dE} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \otimes \frac{30\%}{E} \otimes 0.4\%$ |

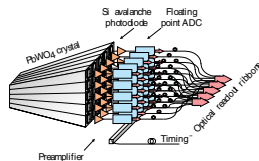
Total absorbierende Kalorimeter haben die bessere Auflösung.

Das elektromagnetische Kalorimeter von CMS

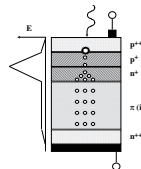
Schemazeichnung des Kalorimeters



Die Auslekesecke

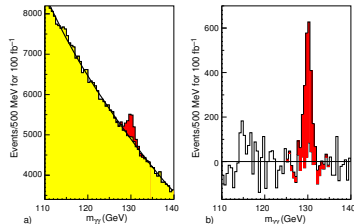


Das APD Prinzip



- PbWO_4 , $X_0 = 0.89 \text{ cm}$, Dicke $= 25 X_0 = 1 \lambda_a$, $|\eta| \leq 3$
- Pb/Si Pre-schauer Detektor zur γ - π^0 Trennung.
- 83k Kristalle, Granularität im Barrel von $\Delta \eta \times \Delta \varphi = 0.0175 \times 0.0175$, dies sind $22 \times 22 \text{ mm}^2$ Frontfläche, bei einem Molière Radius von $R_M = 21.9 \text{ mm}$.
- Avalanche Photo Dioden zur γ -Konversion und Verstärkung des Elektronensignals.
- Signaltransport mit optischen Fasern.

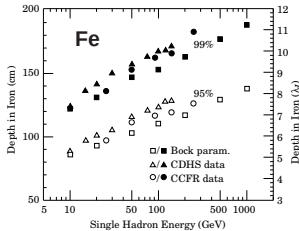
Das Signal $H \rightarrow \gamma\gamma$



Das sehr gute Kalorimeter erlaubt die Messung dieses schwierigen Higgs Zerfalls.

Hadronisches Kalorimeter - die Grundlagen

Der Schauereinschluß



- Die Abschwächung wird durch die Absorptionslänge, λ_a , parametrisiert. Eine Faustformel liefert:

$$\lambda_a \approx A^{1/3} \text{ g/cm}^2.$$

- Der Wert des Schauermaximums steigt logarithmisch mit E: $t_{\max} = \frac{x_{\max}}{\lambda_a} \approx 0.2 \ln(E) + 0.7$ mit E in GeV.

$$\text{Bsp: } t_{\max}(10, 100, 1000 \text{ GeV}) = 1.2, 1.6, 2.1 \lambda_a.$$

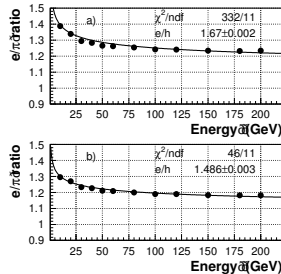
- Hadronische Schauer, π , haben einen hadronischen, h , und einen elektromagnetischen, e , Anteil, der aus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ kommt, also: $\pi = h(1 - f) + ef$.

- Im hadronischen Anteil bleibt etwa 20% der Energie unsichtbar (Kernanregungen etc.). Deswegen haben hadronische Schauer größere Fluktuationen.

- Ein Ausweg sind kompensierende Kalorimeter aus Uran wo ein Teil des Verlustes durch Energiefreisetzung in Kernreaktionen kompensiert wird, $e/\pi \rightarrow 1$.
- Durch Eichmessungen lässt sich dieses Verhältnis bestimmen, und darauf korrigieren.

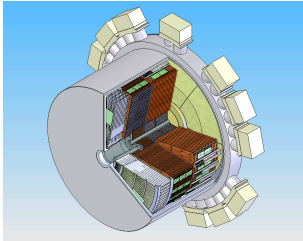
Die Auflösung für hadronische Schauer ist viel schlechter.

Das Elektron zu Pion Verhältnis



Das ATLAS hadronische Endkappen Kalorimeter HEC

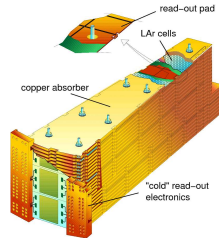
Schemazeichnung einer Endkappe



Ein fertiges Modul



Schemazeichnung eines Moduls



Details zum ATLAS HEC

- Das sensitive Material ist liquid Argon, LAr.
- Der Absorber besteht aus 25 mm dicken Kupferplatten, mit einer totalen Dicke von $11\lambda_a$.
- Die erreichte Auflösung (mit E in GeV) ist:

$$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} = \frac{22\%}{\sqrt{E_e}} \oplus 0.3\%, \quad \frac{\sigma(E_\pi)}{E_\pi} = \frac{70\%}{\sqrt{E_\pi}} \oplus 6\%.$$

Am MPP haben wir 27 HEC Module gebaut.

ATLAS HEC - der Einbau in ATLAS

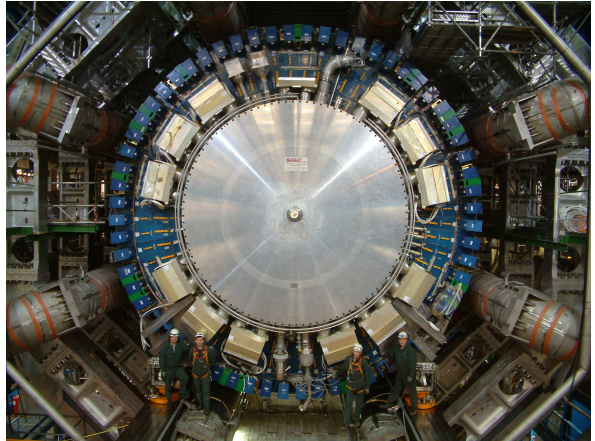
Das Drehen eines Rades



Der Endkappenkryostat



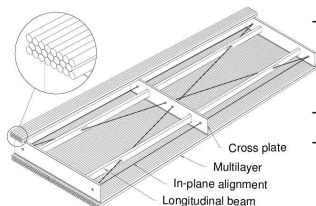
Eine Endkappe in ATLAS



Die ersten Endkappe misst bereits kosmische Myonen.

Die Monitored Drift Tubes - Design und Eigenschaften

Schemazeichnung einer Kammer



- 432 Röhren von 3.8 m Länge mit $20\ \mu\text{m}$ Präzision verklebt.
- 1728 Gasverbindungen.
- Gewicht ca. 350 kg.

Das Legen der Röhren



Eine geklebte Kammer



Einige Eigenschaften

- Die Drahtauflösung ist $100\ \mu\text{m}$ und die Kammerauflösung ist $50\ \mu\text{m}$.
- Die p_t Auflösung für Myonen ist besser als 10% bis zu etwa 1 TeV. Die Auflösung der invarianten Masse z.B. für $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ liegt im Bereich 2-2.4% für Massen im Bereich $M_H = 130 - 200\ \text{GeV}$.

Am MPP haben wir 88 MDT BOS Kammern gebaut.

MDT - der Einbau in ATLAS

Einschub einer Kammer



Ausrichten der Kammer



Eine Reihe von Schritten ist zum Einbau in ATLAS notwendig

- Zusammenbau von MDT mit den RPC Triggerkammern und gemeinsamer Funktionstest.
- Installation der beiden Detektoren in ATLAS und Positionierung dieser großen schweren Objekte mit einer Präzision von 1 mm in einer sehr beengten Umgebung.

Alle 88 Kammern sind eingebaut. Die Anbindung an das Gassystem ist in Arbeit.

Zusammenfassung

- Die Halbleiterdetektoren im Inneren sind unverzichtbare Werkzeuge zur präzisen Messung von Spuren und Zerfallspunkten in Ereignissen mit hohen Spurdichten.
- Die hohen Strahlenbelastungen erfordern den Bau neuer Spurdetektoren für den geplanten Ausbau des Beschleunigers zu Super LHC.
- Beim Teilchendurchgang in dichter Materie entstehen viele sekundäre Teilchen, hauptsächlich durch Bremsstrahlung, Paarerzeugung und für Hadronen durch Kernreaktionen. Diese Kaskade führt zur Entwicklung eines Schauers.
- Kalorimeter dienen zur Energiemessung von Elektronen und Photonen (elektromagnetische Kalorimeter), und von Hadronen (hadronische Kalorimeter). Wegen der höheren Fluktuationen im Schauer ist die Energie-Auflösung für Hadronen wesentlich schlechter.
- Im Außenbereich vermessen Myonkammern die Impulse der durchdringenden Myonen.

Nächste Vorlesung: Vorlesung 6, 20. November 9:15 Uhr, Prof. S. Bethke.