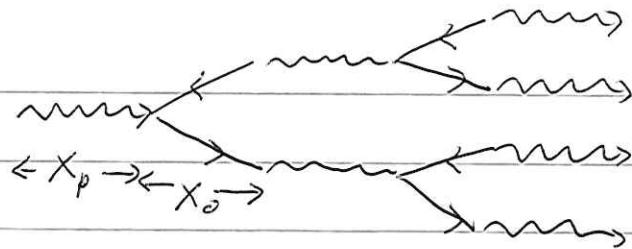


bildung, --



Ausdehnung:  $\approx 10 x_0$

stirbt aus wenn  $E_e$  unter kritische Energie fällt

Fig. 3.2

- jede hadronische Schauer enthält im Kern auch Zerreißen ein. Schauer, da Pionenproduktion  $\pi^\pm$  und  $\pi^0$  produziert und  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  dominanter Verfall ein

## 4. Teilchendetektoren

Experimente in der Kern- und Teilchenphysik wiesen gestreute oder produzierte Teilchen nach, bestimmen Impuls oder Energie und Identität.

### 4.1.1 Cäpitalsmessung

Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld durch Lorentzkraft. Für homogenes Magnetfeld kreisförmige Bahn mit Kürzungsradius  $g$  wenn  $\vec{p} \perp$  zu  $\vec{B}$   $g = p/q \cdot B$

sonst helikale Bahn mit  $g = p_{\perp}/q \cdot B$

$p_{\perp}$ : Komponente von  $\vec{p}$  senkrecht zu  $\vec{B}$   
mit  $p$  in GeV/c,  $g$  in m,  $B$  in T,  $q$  in 'e':  $g = p_{\perp}/(0.3 \cdot q \cdot B)$

Konfiguration hängt von Beschleuniger und Wechselbereich, den Prozess aus abdecken soll, ab.

- Vorwärtsspektrometer: Dipol, Prozess aus der Spur davor und danach

Fig. 4.11

Anwendung: Stahl auf stationäres Target oder Vorwärtsschichtauflage an Kollider (LHCb)

### - Solenoid (oder Toroid)

Feld entlang Stahlachse, Ablenkung senk. recht dazu  
Spannungslinie innerhalb  $B$ -Feld  
(ATLAS, CMS, ALICE)  Fig. 4.2

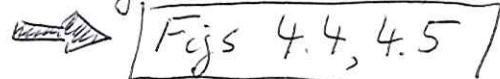
Spannung wird "sichtbar" gemacht, indem man zuweist  
Foucault auswirkt. Typischerweise in dünnen Detektoren,  
die Teilchen praktisch nicht abbremsen.

Energieverlust im keV-Bereich

- Gasdetektoren: Teilchen ionisiert Gas, Verstärkung  
des sehr kleinen Signals noch im Gas, Sekundärionisation in hohem  $E$ -Feld, Trick: Feldliniendichte in der Nähe eines sehr dünnen Brads  $\phi_{25\mu m}$   
Beispiel Vieldrahtproportionalkammer  $\Delta x \approx 200-400\mu m$   
(Höbilpris G. Charpak 1992) Typ. Energie pro Elektron-  
Positron-Paar  $\approx 30\text{ eV}$ , pro cm Gas 50-100 Elektron-Positron-Paare  
Gasverstärkung um  $10^3$  bis  $10^4$ , danach elektr. Verstärkung  
2d Auslese durch segmentierte Kathodenebene  4.3

- dünne Halbleiterdetektoren: ( $100-300\mu m$ ), zusammen-  
bringen von p- und n-dotierten Schicht + kleine el.  
Spannung ( $100\text{ V}$ )  $\rightarrow$  Zone, die frei von beweglichen  
Ladungsträgern ist. Ionisierendes Teilchen durch-  
quert die Zone  $\approx$  Elektron-Loch Paar,  $\approx 3\text{ eV}$  pro Paar  
Energieverlust  $20-50\text{ keV}$

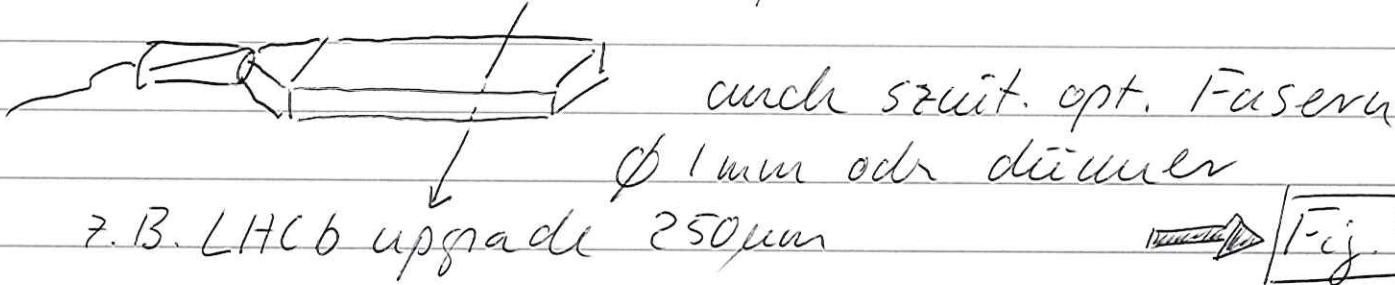
Können durch lithographische Verfahren strukturiert  
werden mit  $<100\mu m$  Breite, Strichen mit  $100\mu m$   
Breite oder Pixel ( $50 \times 100\mu m$ ). Auflösung  $\Delta x \approx 10-20\mu m$



- Szintillationsdetektoren: Prinzip - ein Teil der durch Ionisation abgegebenen Energie wird in sekundärem Prozess als sichtbares Licht freigesetzt

hier zunächst Plastikszenillatoren: Plastik, z.B. Plexiglas, in dem szintillierende Substanz, aromatische org. Moleküle, aufgelöst ist.

Auslese des Lichts mit Photodetektor an den Enden (z.B. Photomultiplier, u.U. segmentierte Kathode, Photodiode, Si-Photomultiplier)



#### 4.2 Energiedauersatz

Absorption eines hadronischen Schauers in einem 'hadronischen' Kalorimeter.

Die geladenen Teilchen des Schauers ionisieren Material (zwischen und nach hadronischen WW, die neue Teilchen produzieren). Ionisation prop. zu gesamter Spurlänge aller Hadronen & zur Energie des den Schauer auslösenden Hadrons. Typischerweise Sandwichstruktur aus passivem Absorber (z.B. Eisen) und Material, das z.B. Szintillationslicht emittiert, wird dann durch transparentes Material (z.B. opt. Fasern) nach außen transparent und detektiert. Nur Licht steht nur kleiner Teil der Energie des Schauers, aber

Signal ist proportional zur Energie des Hadrons

Groß Fluktuatoren, Auflösung  $\frac{\delta E}{E} \approx \frac{0.5}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$   
 $E = 100 \text{ GeV} \approx \delta_E/E = 5\%$

diese Art von Kalorimetern heißt "saugfähig kal."

☞ Fig 4.7

nach demselben Prinzip wird ein elektromagnetischer Schauer (hochenergetisches Photon oder Elektron) in "elektromagnetischem Saugfähig Kalorimeter" gemessen. Andere Optimierung von Schichtdicken und Absorbermaterial, genauer Stat.

Fluktuatoren  $\approx \delta_E/E \approx \frac{0.10}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.01$

↑ quadratisch  
addiert

$E_\gamma = 100 \text{ GeV} \approx \delta_E/E \approx 1.4\%$

#### 4.3. Messung von Photonen

- Röntgen- und Gammastrahlen (Übergangskerne) in Halbleiterkristallen (Si, Ge, sehr rein, einige  $\text{cm}^3$  bis  $100 \text{ cm}^3$ ) → sehr gute Auflösung

- Strukturierte Kristalle ( $\text{NaI}, \text{PbWO}_4$ ) bei niedrigen Energien schlechtere Auflösung, für hohe Energien 100 MeV bis Multi-TeV und ausreichender Länge (15-20%) superbe Messung elektromagnetischer Schauer "Kristall-Kalorimeter"  
 $\delta_E/E \approx \frac{0.04}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.01$

☞ Fig 4.8

also bei 1 GeV  $\delta_E/E = 4.1\%$

100 GeV  $1.1\%$

Unterscheidung Photon - Elektron: Spur durch Ionisation von Kalorimetern oder nicht?

## 4.4 Teilchenidentifikation

- Bestimmung der Masse aus Vergleich von Impuls und Geschwindigkeit (Flugzeitmessung)  $p_c = \beta E = \beta \gamma m_0 c^2$

Impulsbereich limitiert durch Auflösung der Zeitmessung und Flugstrecke

Beispiel: ALICE TOF  $\delta_t = 60\text{ ps}$  wünscht 38 % Trennung p und Kaon bei Flugstrecke 3.5 m

$$\text{Proton } p_c = 4 \text{ GeV} \quad \gamma = 4.38 \quad \beta = 0.974 \quad v = 29.21 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$$

$$\text{TOF}_{3.5\text{m}} = 11.982 \text{ ns}$$

$$\text{Kaon } p_c = 4 \text{ GeV} \quad \gamma = 8.14 \quad \beta = 0.992 \quad v = 24.77 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$$

$$\text{TOF}_{3.5\text{m}} = 11.757 \text{ ns}$$

$$\Delta \text{TOF}_{pk} (4 \text{ GeV}) = 225 \text{ ps} \approx 3.75 \delta_t$$

Kaon - Pion Trennung geht dabei schon nicht mehr! Grenze der Methode realistischweise bei einigen GeV/c Impulsen

- Rekonstruktion der invarianten Masse aus Zerfallsprodukten  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  messe Pionenpulse, uehne Pionenmasse an (oder identifiziere Pionen)
- Produkt aus Pion 4er-Impulsen ist invariant  
 $\equiv (\text{Kao invariant Masse})^2$

$$P_{\pi^+} P_{\pi^-} = E_{\pi^+} E_{\pi^-} - \vec{p}_{\pi^+} \cdot \vec{p}_{\pi^-} = (m_{K^0} c^2)^2$$

$$\text{bei hoher Energie } E_{\pi^\pm} \approx |\vec{p}_{\pi^\pm}| c$$

$$\rightarrow E_{\pi^+} E_{\pi^-} (1 - \cos \vartheta) = (m_{K^0} c^2)^2$$

↑

Öffnungswinkel zwischen den Pionen

- spezifischer Energieverlust  
bei Kontakt mit pc misst  $dE/dx \propto \beta \gamma$
- spezielle Tricks
  - Myonen: nur Energieverlust durch Ionisation, kein Schauer
  - Photonen: kein Energieverlust durch Ionisation, nur ein. Schauer
  - Elektronen: Energieverlust durch Ionisation, ein. Schauer, spezieller Effekt: Überdruss-Schaltung
  - Hadronen, Antiprotonen: kein Ionisation, nur hadronisch Schauer
  - Emission von Cherenkov-Schallung: wenn Teilchen sich in Medium schneller bewegt als Licht, Emission von Photonen (Energieverlust unvermeidbar, ab Photonen können gemessen werden)
    - Teilchen mit  $v = \beta c$  und  $pc = \beta \gamma m_0 c^2$  propagiert durch Medium mit Brechungsindex  $n = \frac{c}{c_m}$
    - reelle Photonen mit Energiedichte  $\omega$ , Impuls  $\vec{k}$  werden emittiert, wenn in Winkel  $\theta_c$   $\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = v k \cos \theta_c$  und  $\frac{\omega}{k} = c_m = \frac{c}{n}$  also  $\cos \theta_c = \frac{1}{n \cdot \beta}$
    - Photonen reell, wenn  $\cos \theta_c = \frac{\omega}{k \cdot v} = \frac{1}{n \cdot \beta} \leq 1$  oder  $\beta > \frac{1}{n}$
    - Teilchengeschwindigkeit größer als Lichtgeschwindigkeit im Medium  $c_m$ , Cherenkov 1934
    - Kohärenzwellenfortpflanzung außer  $\theta_c$  im Bereich von  $\omega$  in dem  $\epsilon_1 > \frac{1}{\beta^2}$  sichtbar und UV, blau dominiert