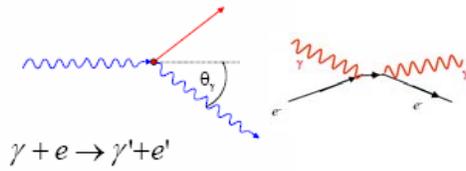


b) Compton-Effekt



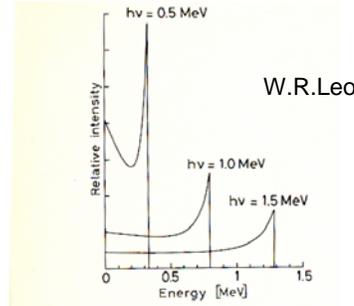
Streuung an quasi-freien e^-

Kinematik:
$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \theta_\gamma)}$$

Compton-Kante:
$$\mathcal{E}$$

Min. Photonenergie
$$E'_\gamma|_{\min} = \frac{E_\gamma}{1 + 2\mathcal{E}}$$

Max. Elektronenergie
$$E_{kin}^e|_{\max} = E_\gamma \frac{2\mathcal{E}}{1 + 2\mathcal{E}}$$

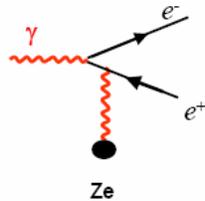


Exakter WQ für Compton-Streuung wird durch Klein-Nishima Formel beschrieben.

Grenzfälle: $\mathcal{E} \ll 1$ $\sigma_C \approx \sigma_{Th}(1 - 2\mathcal{E}) \rightarrow \sigma_{Th}$ fuer $E_\gamma \rightarrow 0$

$\mathcal{E} \gg 1$ $\sigma_C \sim \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}$ $\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 0.67b$

c) Paarproduktion



Für $E_\gamma: 2m_e = 1.022 \text{ MeV}$ ist γ Konversions in e^-e^+ möglich. Wg. 4er-Impulserhaltung ist zusätzlicher Rückstoßpartner notwendig.

→ Kinematische Schwelle

$$E_\gamma > 2m_e + \frac{2m_e}{M_K} \quad (\text{Streuung am Kern})$$

$$E_\gamma > 4m_e \quad (\text{Streuung an Hüllelektronen})$$

WQ wächst für Energien $E_\gamma \gg 2m_e$ bis zu Sättigungswert an:

$$\sigma_{\text{Paar}} = \frac{7}{9} (4\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right))$$

$$\sigma_{\text{Paar}} = \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_A \rho} \cdot \frac{1}{X_0}$$

Die mittlere freie Weglänge eines Photons für Paarproduktion ist (etwas größer als freie Weglänge für Bremsstrahl bei Elektronen)

$$\lambda_{\text{Paar}} = \frac{1}{n\sigma_{\text{Paar}}} = \frac{9}{7} X_0$$

2.5 Elektromagnetische Schauer

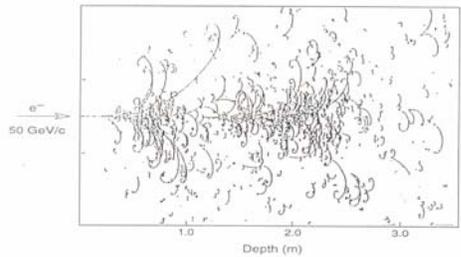
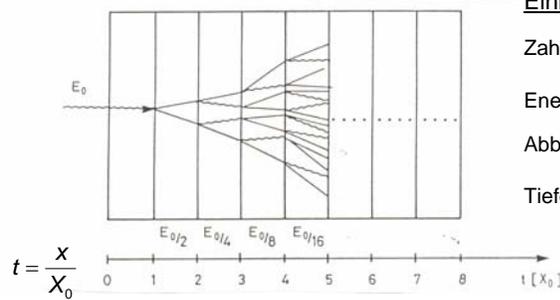


Figure 7: An example of a 50 GeV electron shower in a Ne/H₂ (70%/30) filled BEBC bubble chamber. The radiation length is = 34 cm.



Einfaches Schauermodell:

Zahl Sekundärteilchen $N(t) = 2^t$

Energie der Teilchen $E(t) = \frac{E_0}{2^t}$

Abbruch des Schauers $E(t) \approx E_c$

Tiefe des Schauers $t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$

Tiefe $\sim \ln E_0$

2.6 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Elastische Kernstreuung $n + A \rightarrow n + A$ MeV Bereich

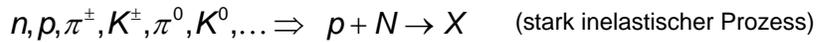
Inelastische Kernstreuung $n + A \rightarrow n + A^*$ (γ Abstrahlung)
 ~ 1 MeV

Neutronen Einfang $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$
 $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{H}$ } langsame n

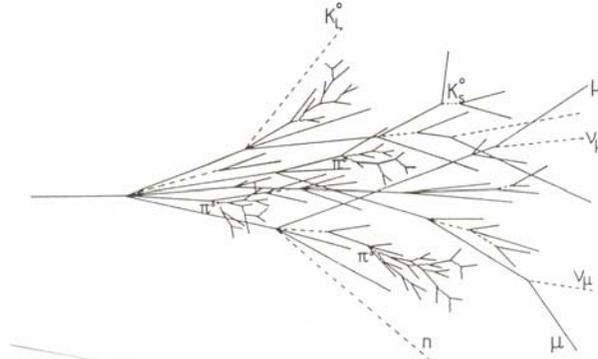
Hadronische Schauer für Energien $> O(1 \text{ GeV})$

2.7 Hadronische Schauer

Für alle hochenergetischen, stark wechselwirkenden Teilchen:



$$\sigma_{inel} \approx 35 \text{mb} \cdot A^{0.7} \quad \text{unabhängig von Energie}$$



WW-Länge $\lambda_{WW} = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{tot}} \rightarrow \lambda_{WW} = 35 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3} / \rho \quad \text{i.a.} \quad \sigma_{tot} > \sigma_{inel}$

Schauermaximum $x/\lambda_{WW} \approx 0.2 \ln(E[\text{GeV}]) + 0.7$

Hadronische Wechselwirkungslänge

Material	X_0 [cm]	λ_{WW} [cm]
C	18.8	38
Plastik	35	70 - 80
Fe	1.8	16.6
Pb	0.6	17.1
U	0.3	10.5

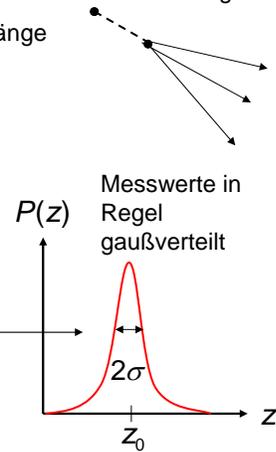
Hadronische Kalorimeter müssen sehr viel tiefer als Kalorimeter zum Nachweis von Photonen / Elektronen sein.

<http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/atomicrpp.pdf>

3. Detektoren

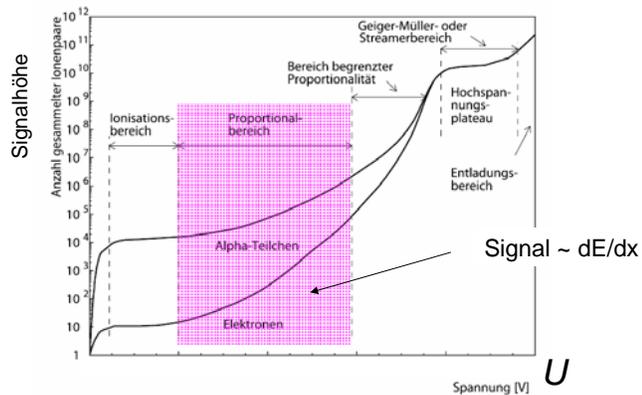
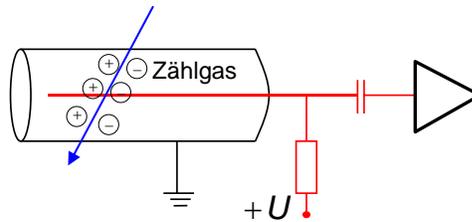
3.1 Anforderungen an Detektoren in Teilchenphysik:

- Idealerweise Bestimmung des 4-Vektors sowie der Lage der Teilchen im Raum
- Zur Messung können beitragen:
 - Positionsempfindliche Detektoren → Spuren: Position und Richtung
→ Zerfallslänge
 - Ablenkung im Magnetfeld → $|\vec{p}|$
 - Kalorimeter: Gesamtenergie → E
 - Massenbestimmung → m
 - dE/dx , Flugzeit, Cherenkov Strahl → β
 - Übergangsstrahl → γ
- Eigenschaften
 - Effizienz, Auflösungsvermögen
 - Ansprechzeit, Totzeit, Hochratenverhalten
 - Strahlenhärte, Kosten



3.2 Gasgefüllte Ionisationsdetektoren

a) Zählrohr



b) Proportionalzähler

Zylindrisches Proportionalrohr

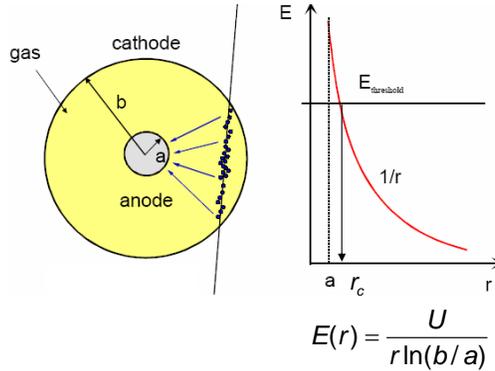
Längs der Spur durch minimal ionisierendes Teilchen erzeugte e-Ione Paare

Gas	Z	W_{ion} [eV]	n_{ion} [cm ⁻¹]
Ar	18	26	94
CO ₂	33	33	91
CH ₄	10	28	53

Energie zur Erzeugung eines e-Ions

Beispiele:

- LHCb straw tubes: a=12.5 μm, b=2.5 mm
- ATLAS MDT: a=25 μm, b=15 mm



Gas-Verstärkung:

$$L = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\alpha} \rightarrow$$

$$\frac{dn_e}{n_e} = \frac{dx}{L} = \alpha dx$$

L = freie Weglänge

Gas Verstärkung



Im allgemeinen Fall:

$$G = \exp\left(\int_a^{r_c} \alpha(r) dr\right)$$

$\alpha(r)$ = Townsend-Koeffizient

→ $G = k \exp(CU)$

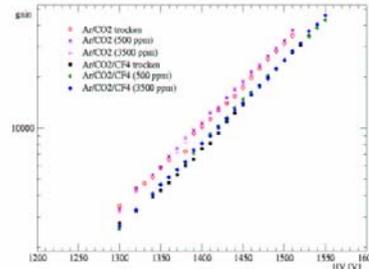
Raether Limit:

$$\left. \begin{array}{l} \alpha x \approx 20 \\ G \sim 10^8 \end{array} \right\} \rightarrow \text{Entladungen (Funken)}$$

Für konstantes Feld

$$n(r) = n_0 \exp(\alpha r) \quad G = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha r)$$

G = Gas Verstärkung = 10⁴... 10⁵
(gain)



(LHCb straws)

c) Vieldrahtproportional Kammern

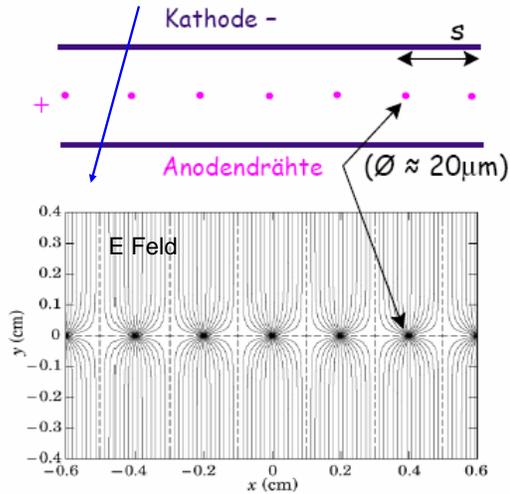
Charpak, 1967/68
Nobelpreis 1992

Ortsauflösung $\sim s/\sqrt{12}$

Mit typ. Drahtabstand
 $s \approx 2\text{mm} \Rightarrow \delta s \approx 0.6\text{ mm}$

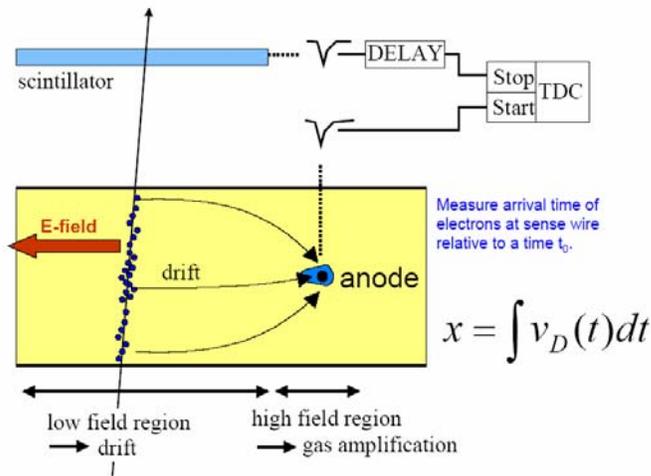


Eine deutlich bessere
Ortsauflösung mit MWPC
nicht wirklich erreichbar

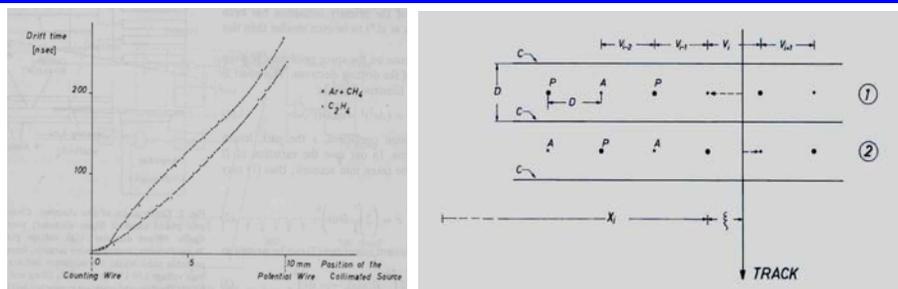


MPWC = Multiwire proportional chambers

d) Driftkammern



- Zeitmessung \Rightarrow Driftstrecke und damit der Ort des Teilchendurchgangs
- Ortsauflösungen von $\sim 100\ \mu\text{m}$ erreichbar



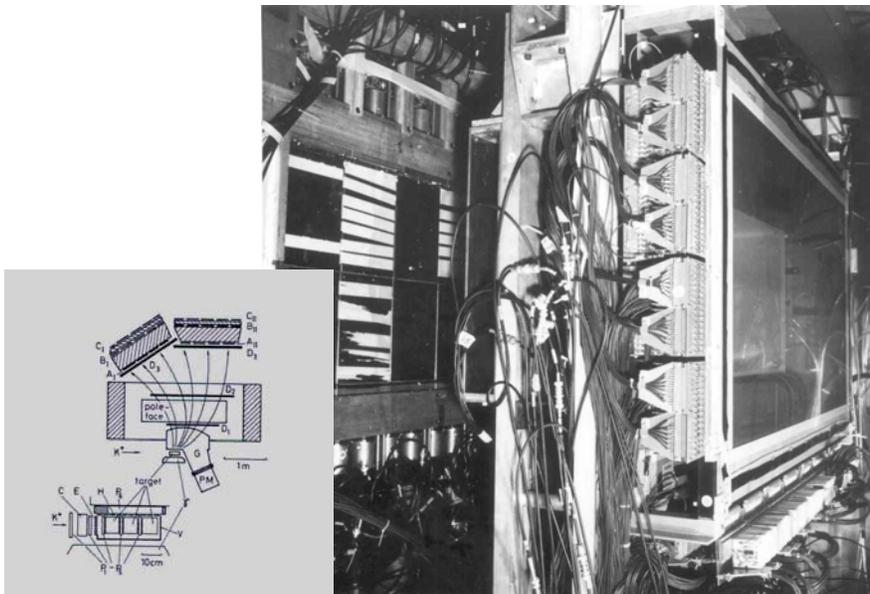
THE MULTIWIRE DRIFT CHAMBER
A NEW TYPE OF PROPORTIONAL WIRE CHAMBER*

A. H. WALENTA, J. HEINTZE and B. SCHÜRLEIN

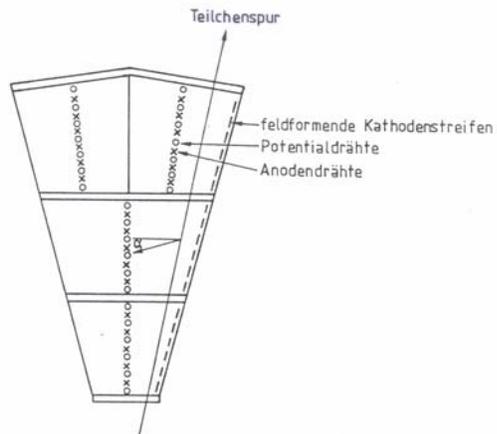
I. Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany

Received 27 November 1970

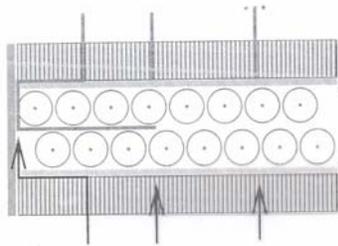
Erste Driftkammer (1971): Entwickelt und gebaut am Physikalischen Institut



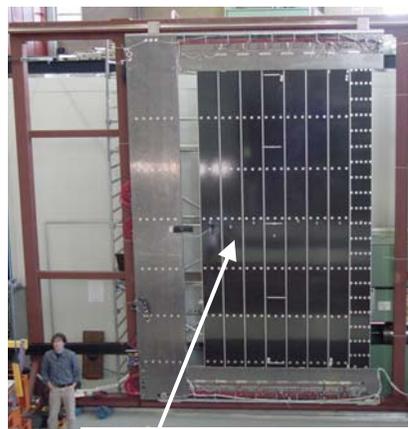
Jet-Kammer (Physikalisches Institut)



Planare Geometrie (LHCb)

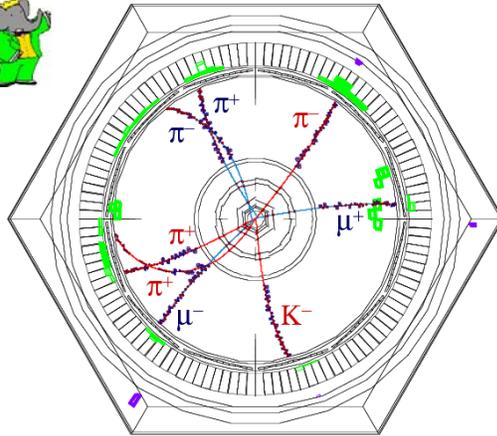


Spurkammern des LHCb Detektors:
Physikalisches Institut, NIKHEF und
Warschau



5m lange Straw-Tube Module

Spurrekonstruktion mit BABAR Driftkammern



Driftstrecken bezüglich bekannter Anodendrähte definieren Ortspunkte die durch Spuren angepasst werden.

Anoden

