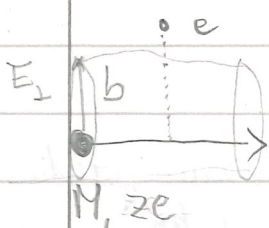


IV Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

1. ^{„Schwerer“} Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation

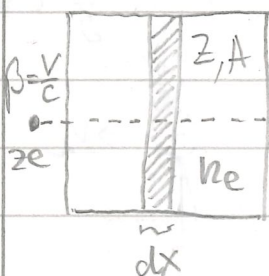
(dominiert nur für „Schwere“ geladene Teilchen; Elektronen weitere Effekte)
→ später

Beim Durchgang durch ein Medium ionisieren gelad. Teilchen Atome und verlieren Energi:
E-Feld der bewegten Ladung übt eine Kraft auf die gebundenen Elektronen aus und ionisiert die Atome aufgrund des Impulsübertrags.



Mittlerer Energie/Impulsübertrag ergibt sich durch Integration über die möglichen Stoßparameter und unter Berücksichtigung quantenmechanischer Effekte.

→ genaue Rechnung schwierig. (klassische Formulierung Abb. IV.1a)



Mittlerer Energieverlust $-dE$ pro Strecke dx wird durch die Bethe-Block-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\rho \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} \right) \frac{4\pi^2 z e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 r^2}{I} - \beta^2 \right)$$

$= n_e = \text{Elektronendichte im Medium}$

$$m_e = 511 \text{ keV}/c^2$$

I = mittleres Ionisationspotential der Elektronen;
für $Z > 20$: $I \approx 10 \cdot Z \text{ eV}$

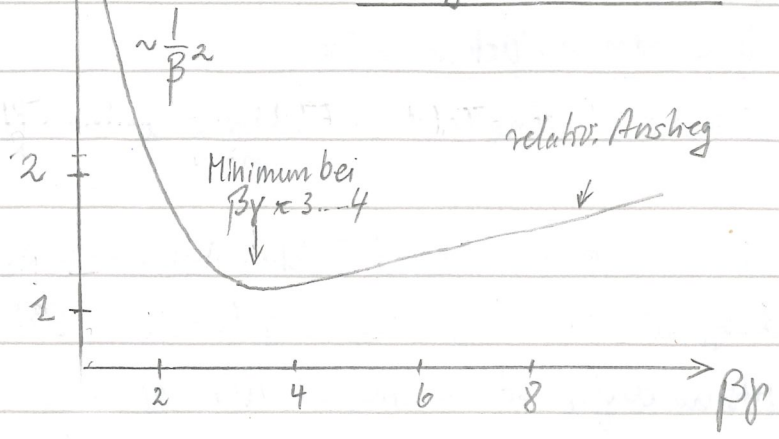
Häufig wird statt der Größe $-dE/dx$ die Größe $-dE/dx \cdot \frac{1}{\rho}$ angegeben, die eine geringere Materialabhängigkeit aufweist:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = K \cdot \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 r^2}{I} - \beta^2 \right)$$

$$\text{mit } K = 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$\frac{1}{\beta} \frac{dE}{dx} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2} \right]$

Verlauf Bethe-Bloch



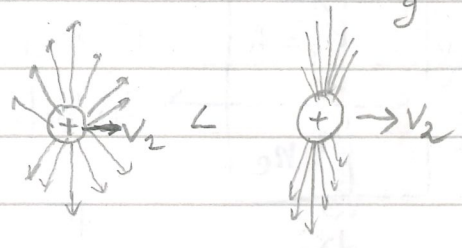
Bsp: Alu, $\rho = 2,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
 $-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{min}} \approx (1-2) \times 2,7 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$

Abb. IV. 1b

Diskussion der $\beta\gamma$ -Abhängigkeit

- (1) bei kleinem $\beta\gamma$: $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\beta^2}$: starke Ionisation von langsamen Teilchen (Teilchen bleiben schnell stecken)
- (2) Minimum für $\beta\gamma \approx 3-4$ bei typ. Energielverlust von $1-2 \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$

(3) Relativistische Anstieg für große $\beta\gamma$:
 aufgrund des Lorentz Boosts nimmt
 transversale E-feld Komponente stark zu.



Bem.: Der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ kann bei Kenntnis des Impulses zur Teilchenidentifizierung benutzt werden.

Bragg-Peak: Abstoppen von Teilchen

Abb. IV. 2a + 2b

Aufgrund der starken Impulsabhängigkeit ($\beta\gamma = \frac{p}{m} = p$) kommt es beim Abbremsen der Teilchen zu einem immer stärkeren Energielverlust ($\sim 1/\beta^2$) $-\frac{dE}{dx}$ als Funktion der Eindringtiefe:

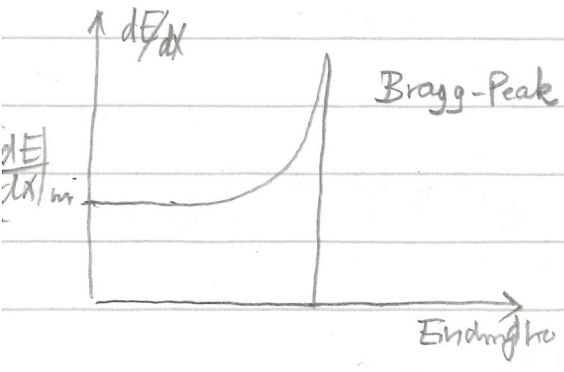


Abb. IV. 2c

Anstieg macht man sich beispielsweise bei der Strahlentherapie zu nutzen. Durch Wahl der Strahlenergie kann man max. Energielverlust gerade auf die Tiefe des Tumors „einstellen“.

2. Energieverlust von Elektronen

Neben dem Energieverlust durch Ionisation existiert bei „schnellen“ Elektronen noch ein weiterer Effekt, der bei hohem Energien dominanter: Bremsstrahl.

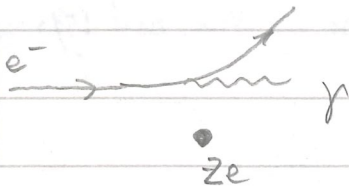
$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems.}}$$

} Kritische Energie E_c
 $(dE/dx)_{\text{ion}} \approx (dE/dx)_{\text{Brems.}}$
 Materialabhängig (s.u.)
 $E_c \approx 560 \text{ keV}/Z$

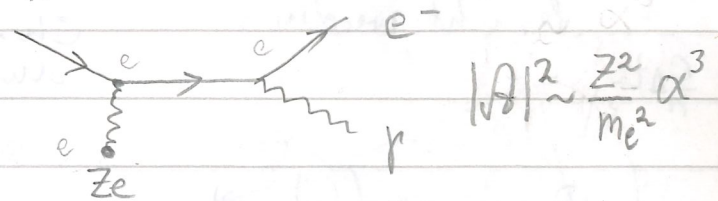
Der Energieverlust durch Ionisation wird im wesentl. durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben. (Wesentlicher Unterschied zu schweren Teilchen: m_e klein \rightarrow stärkere Ablenkung & max. Energieübertrag $= \frac{1}{2} E_{\text{kin}}$)

Energieverlust durch Bremsstrahl.

Ortsbild



Impulsbild (Feynman-Diagramm)



für große Elektronenenergien E findet man (Bethe Heitler):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = \rho \cdot 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} \cdot r_e^2 \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \cdot E$$

$r_e^2 = \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}\right]^2 \sim \frac{1}{m_e^2}$
 $\sim \frac{1}{m_e^2}$
 $\sim Z^2 \sim \rho \frac{N_A}{A} \sim \text{Dichte des Stoffs}$

Abb. IV. 3

(Strahlungslänge Tabelle) $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems.}} = \frac{1}{X_0} \cdot E \quad (*)$

X_0 ist eine materialabh. Konstante und wird als Strahlungslänge bezeichnet.

Aus der obigen DGL (*) folgt für $E(x)$: $E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$

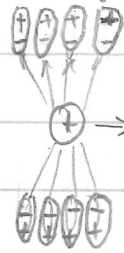
D.h. nach Strahlungslänge X_0 ist Elektronenenergie auf $1/e$ (37%) abgefallen.

3. Cherenkov-Strahlung für geladene Teilchen

entsteht beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie falls

$v_{\text{Teilchen}} > \frac{c}{n}$ = Lichtgeschwindigkeit im Medium (n = Brechungsindex)

Anschaulich:



$\beta < \frac{1}{n}$



$\beta > \frac{1}{n}$

Polarisation des Mediums
 → teilw. Abschirmung der Ladung → Dichtefeld ρ

Zell. verändliches Dipolmoment
 → Abstrahlung von Photonen ($\lambda = 400 \dots 700 \text{ nm}$)

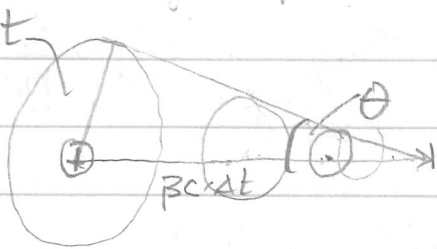
Energieverlust durch Cherenkov-Strahl ist sehr klein ($-\frac{dE}{dx} \approx 10^{-3} \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2} < 1\%$) und ist bereits durch die Bethe-Bloch-Gleichung berücksichtigt.

Die Eigenschaft der Cherenkov-Strahlung kann aber zur Teilchenmessung benutzt werden:

Cherenkov-Strahl wird auf Kegel mit Öffnungswinkel θ_c ausgestrahlt:

$$\cos \theta_c = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}$$

(„Kopfwelle“ wie bei Überschallkanal)



→ Cherenkov Strahl kann zur Messung der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ bzw., falls man den Impuls des Teilchens kennt auch zur Teilchenidentifikation benutzt werden.

s. Abb. IV.4

Zusatzinformationen (nicht behandelt):

Bei Vernachlässigung der Wellenlängenabh.

des Brechungsindex (Dispersion) im opt. Bereich:

bzw.

$$\frac{dN_\gamma}{d\lambda} = \frac{(2\pi\alpha)^2 z^2 \sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \cdot \Delta x$$

$$N_\gamma = (2\pi\alpha)^2 z^2 \sin^2 \theta_c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

für sichtbares Licht
 ($\lambda = 400 \dots 700 \text{ nm}$)

$$N_\gamma \approx 490 \sin^2 \theta_c \text{ } \gamma/\text{cm}$$

Ladung des Teilchens



4. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

68

WW führt zur Absorption der Photonen und damit zur Abschwächung der Intensität der einfallenden Photonen (s. Atomphysik: Röntgenabsorption)

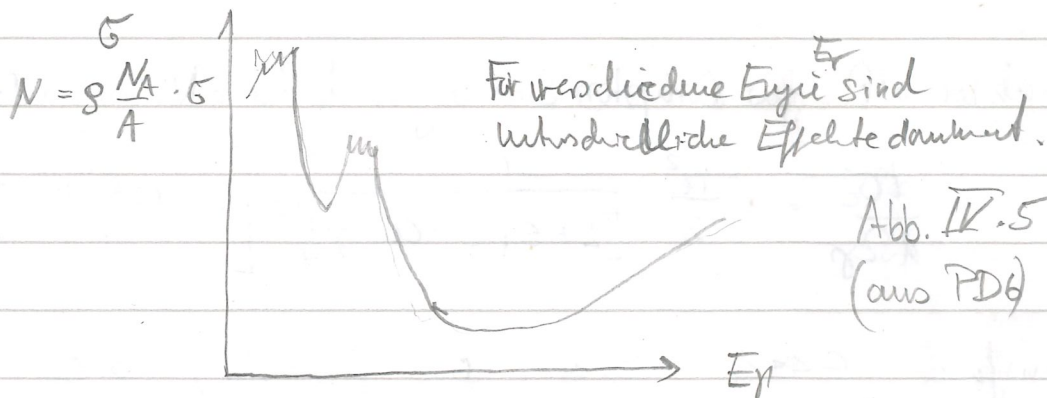
$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad \mu = \text{Absorptionskoeff.}$$

Neben dem Photoeffekt existiert der Compton-Effekt und die Möglichkeit der Paarbildung ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Absorptionskoeff ($\mu \sim \sigma \cdot n_e$)

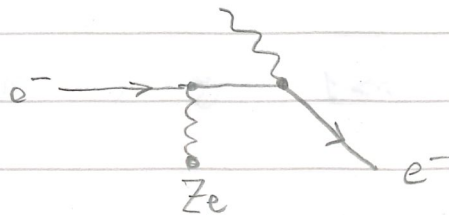
$$\mu = \mu_{\text{ph}} + \mu_{\text{c}} + \mu_{\text{paar}}$$

$\frac{1}{2} \times$ freiweglaufend

(Daneben existiert noch die Streuung von Photonen an einzelnen freien e^- (Thomson-Streuung) bzw. die kohärente Streuung an Elektronenhülle des Atoms: keine Ionisation bzw. Anregung; kein Energiebeitrag)



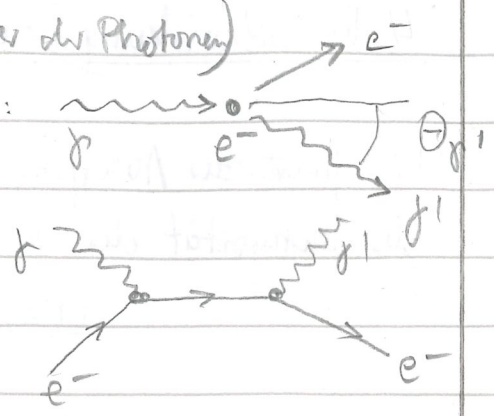
4.1 Photo-Effekt



Photon wird absorbiert und überträgt seine Energie vollständig an Elektron. Aufgrund von 4er-Impulserhaltung nur für geb. Elektron (zusätzliches Stoßpartner) möglich: Effekt am größten für die am stärksten gebundenen Elektronen ($\sim Z^5$)
Typ. Absorptionskoeffizienten (K, L...) - s. Atomphysik.)

4.2 Compton-Effekt (Teilchencharakter der Photonen)

= Photon-Streuung an quasifreien Elektronen:



Kinematik:

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{\gamma'})}$$

→ Compton-Kante für $\theta_{\gamma'} = 180^\circ$

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

$$E_{\text{kin}}^e |_{\max} = E - E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{2E}{1 + 2E}$$

(Rückstoß des Elektrons)

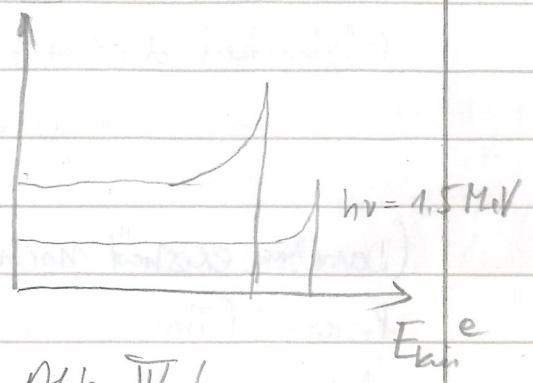


Abb. IV.6

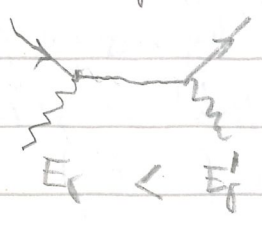
Exakter WQ für Compton-Streuung durch Klein-Nishina Formel (QED Rechnung):

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_{\gamma'}} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + E(1 - \cos \theta_{\gamma'})]^2} \left[1 + \cos \theta_{\gamma'} + \frac{E^2 (1 - \cos \theta_{\gamma'})^2}{1 + E(1 - \cos \theta_{\gamma'})} \right]$$

Grundfälle: $E \ll 1 \quad \sigma_c \approx \sigma_{Th} (1 - 2E) \rightarrow \sigma_{Th}$ für $E_{\gamma} \rightarrow 0$

$E \gg 1 \quad \sigma \sim \frac{\ln E_{\gamma}}{E_{\gamma}} \quad \sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.676$
Thomson-WQ

Inverser Compton Effekt: Photon trifft auf hochenergetisches Elektron

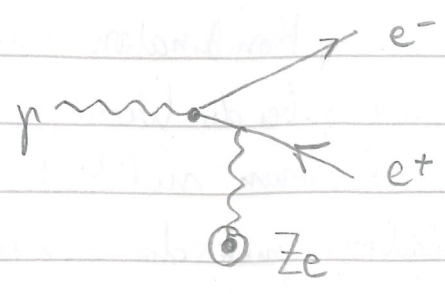


↳ Teil der Elektronen-Energie wird auf Photon übertragen: $E_{\gamma'} \gg E_{\gamma}$

(inverse Compton Streuung an hochenergetischen Protonen ist eine Quelle hochenergetischer γ -Strahlung)

4.3 Paarbildung am einem Stoßpartner $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Konversion eines Photons in ein e^+e^- -Paar ohne Stoßpartner nicht möglich (4er Impulserhaltung)



Kinematische Schwelle:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma} &> 2m_e c^2 + \frac{2m_e c^2}{M_{\text{Ker}}} \quad (\text{Streuung am Kern}) \\
 &\geq 1.02 \text{ MeV} \quad \leftarrow \text{Rückstoßenergie des Kerns} \\
 &> 4m_e c^2 \quad (\text{Streuung am Elektron}) \\
 &\geq 2.04 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

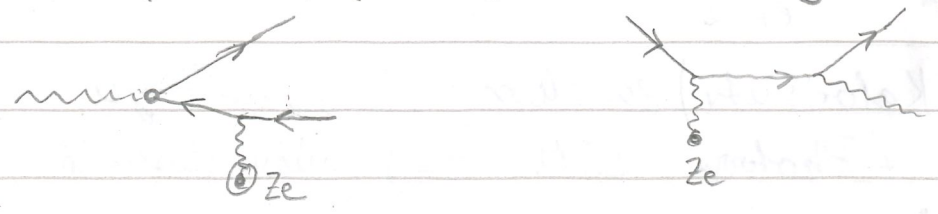
Wd wächst für Energie $E_{\gamma} \gg 2m_e c^2$ bis zu einem Sättigungswert an:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{paar}} &= \frac{7}{9} \left(4\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \right) \\
 &= \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{5M_A} \cdot \frac{1}{X_0} \quad \text{s. Abschnitt 2: Strahlungslänge } X_0
 \end{aligned}$$

d.h die mittlere freie Weglänge eines Photons für Paarproduktion ist:

$$\lambda_{\text{paar}} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{9}{7} X_0 \approx X_0 \quad (\text{Strahlungslänge})^*$$

Bem: Feynman-Graphen für Paar-Bildung und Bremsstrahl. ähnlich:



Energie- bzw. Intensitätsverlust (Photonen) wird in beiden Fällen durch die gleiche material Spezifische Konstante X_0 beschrieben:

Paarbildung:

$$I(x) = I_0 e^{-x/X_0'}$$

$$X_0' = \frac{9}{7} X_0$$

Bremsstrahl.:

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$$

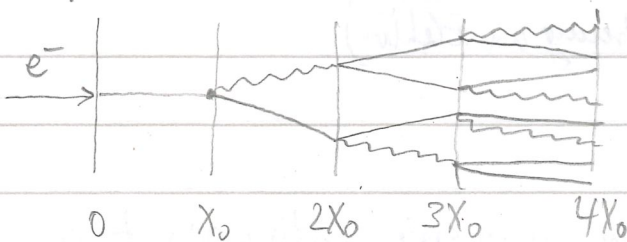
*) Wahrscheinlichkeit für Paarbildung in $X_0 \approx 54\%$

5. Elektromagnetische Schauer

Durch die Kombination von Bremsstrahl. und Paarsproduktion kommt es bei der Wechselwirkung von hochenergetischem Elektronen und Photonen mit Materie zur Ausbildung sogenannter elektromagnetischer Schauer:

Einfaches Schauermodell

Abb IV. 7



Im Mittel kommt es nach etwa x_0 (= ein Strahl. Länge) zur Aussendung von Bremsstrahl. oder zu Paarsbildung.

- In jedem Schritt $\frac{n}{2}$ verdoppelt sich die Zahl der Schauerkerne, die mittlere Energi halbiert sich dem entsprechend (E_n)
- Prozess bricht ab, wenn die Energi verlust durch Ionisation dominiert wird: $E_c \approx E_n$

Man kann sich leicht die Tiefe des Schauws überlegen. *)

$$x_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \cdot x_0 \approx \ln(E_0) x_0$$

Detektoren (Kalorimeter) zur Messung der Gesamtenergie von Elektronen + Photonen (E.M. CAL) müssen deshalb $\sim \ln E$ tief sein.

Schauerkerne $N(t) = 2^t$ mit $t = x/x_0$

Energie $E(t) = E_0/2^t$

Abbruch des Schauws: $E(t) \approx E_c$

Max. Schauer tiefe: $t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$

6. Hadronische WW und hadronische Schau

($E \gg 16 \text{ GeV}$)

Hochenergetische Hadronen wechselwirken stark mit den Nucleonen der Materie und bilden sekundäre Hadronen:



wobei sekundär-Hadronen entstehen, die auch wieder sekundäre Hadronen bilden, was zu einer Kaskade führt. Sekundär-Hadronen wechselwirken wieder selbst \rightarrow Ausbildung eines hadronischen Schauer (Abb. IV.8)

Schauerbreite = WW-Länge für Hadronen: λ_{WW}

$$\lambda_{WW} = \frac{1}{n \sigma_{WW}} = \frac{A}{N_A \rho} \cdot \frac{1}{\sigma_{WW}}$$

$\sigma_{WW} \approx \sigma_{inel} \approx 35 \text{ mb } A^{0.7}$

Typischer λ_{WW} :	Fe	16.8	cm
Tabelle	Pb	17.6	cm
Abb. IV.8	C	39	cm
	C	22	cm

(Schauer max. $X \approx (0.2 \ln(E(\text{GeV})) + 0.7) \lambda_{WW}$)

7. Detektorsysteme (→ Slides)

Detektoren in Teilchenphysik bestehen aus unterschiedlichen

Komponenten zur Erfüllung unterschiedlicher Aufgaben:

- Rekonstruktion der Trajektorien von geladenen Teilchen (Spuren) (Spurdetektoren)
- Impulsmessung geladener Teilchen (Spektrometer)
- Energiemessung elektromagn. + hadronischer Schauer (ECAL, HCAL)
- Teilchenidentifikation.

a) Spursysteme:

Zur Anwendung kommen 2 verschiedene Technologien

Gasdetektoren: Nachweis Teilchen ionisieren Gas, Elektronen

driften durch das Gas und werden an einer Anode nachgewiesen

Halbleitendetektoren: Im Halbleiter erzeugen die Teilchen Elektronen -

Lochpaare ($dE/dx \rightarrow e$ -Lochpaare) die nachgewiesen werden.

b. Impulsmessung.

Impulse von Teilchen werden über die Ablenkung innerhalb

eines Magnetfeldes bestimmt: Standard-Messung =

zylindrisch angeordnete Spurdetektoren innerhalb eines

Magnetfeldes parallel zur Zylinderachse



→ Spurenmessung ↔ Impuls

Impulsanteil transversal zum Magnetfeld B :

$$p = q \cdot B \cdot R$$

bzw $p[\text{GeV}/c] = 0.3 B[\text{T}] R[\text{m}] \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} q=1$

c) Energiemessung mittels Kalorimeter:

Man unterscheidet Kalorimeter für die Messung e.m. Schauer aus Material mit großem Z und Kalorimeter zur Messung von Hadronischen Schauern. Bei elektromagn. Kalorimetern unterscheidet man homogene Kalorimeter (Absorber = Nachweismedium) und Sampling-Kalorimeter (Absorber, Nachweismedium verschieden). Für HCAL kommt nur Sampling-Kalorimeter zur Anwendung.

d) Teilchenidentifikation:

Zur Teilchenidentifikation (π, K, p, e) kommen sehr verschiedene Techniken zur Anwendung:

- Spezifische Energielverlust dE/dx bei bekanntem Impuls
- Flugzeitmessung bei bekanntem Impuls
- Messung des Cherenkov-Winkels bei bekanntem Impuls

Ein Ausnahmefall bilden Myonen: Myonen sind i. d. R. "minimal ionisierende" Teilchen, die keine e.m. Schauer bilden und keine hadronischen Schauer auslösen.

Nachweis = einziges ionisierendes Teilchen, das einen dicken Absorber durchquert.

e.) Zwiebelschalen detektor.

s. Abbildungen.