

Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Aus mehreren Gründen ist das Verständnis der Wechselwirkung von Strahlung und Teilchen mit Materie von ganz entscheidender Bedeutung:

- die Nachweisprinzipien von allen existierenden Detektoren basieren darauf
- andererseits begrenzen die unterschiedlichen Effekte die Nachweiswahrscheinlichkeit und Genauigkeit der meisten Messungen (Effizienz, Auflösung)
- die Wirkung von Strahlung auf biologische Organismen ist durch sie bestimmt:
 - Strahlenschäden
 - Strahlentherapie
 - Strahlendiagnose

Nachweis von Strahlung

Ziel in der experimentellen Teilchenphysik:

Bestimmung des 4-Vektors eines Teilchens, sowie seine Lage im Raum

Zur Messung können beitragen:

- Positionsempfindliche Detektoren → Position, Richtung
- Ablenkung im Magnetfeld → $|\vec{p}|$
- Kalorimetrie: gesamte Energie wird absorbiert und gemessen → E_{tot}
- Massenbestimmung → m
- Cerenkovstrahlung oder Flugzeit → β
- Übergangsstrahlung → γ

Wechselwirkung von elektrisch geladenen Teilchen

Im wesentlichen charakterisieren zwei Effekte den Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie:

- Energieverlust der Teilchen
- Richtungsänderung

beide Effekte resultieren hauptsächlich aus zwei elektromagnetischen Prozessen

1. inelastische Kollisionen mit den Atomelektronen des Mediums
2. elastische Streuung an den Atomkernen

entscheidend ist die statistische Wirkung der Summe von vielen solchen Vorgängen. Es treten allerdings auch weitere Prozesse auf:

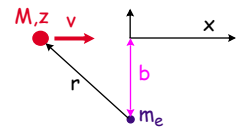
3. Emission von Cherenkov-Strahlung
4. Kernreaktionen
5. Bremsstrahlung

die im Gegensatz zu atomaren Kollisionen aber sehr viel seltener sind.

Bei geladenen Teilchen muss unterschieden werden zwischen leichten Teilchen (e^+ , e^-) und schweren Teilchen (der Rest: μ , π , p , α , leichte Kerne)

Energieverlust schwerer geladener Teilchen

Der Energieverlust geschieht hauptsächlich durch inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen der Atome im Absorber. Annahme $M \gg m_e$ und Elektronen vor dem Stoß \approx in Ruhe. Der Impulsverlust berechnet sich



klassisch zu: $\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{Coulomb} dt$. Da sich die longitudinale

Komponente der Wechselwirkung aus Symmetriegründen herausmittelt, spielen nur die transversalen Kräfte eine Rolle: $F_{e\perp} = F_{Coulomb} \cdot \frac{b}{|\vec{r}|^3} = F_{Coulomb} \cdot \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}}$. Dabei bezeichnet b den Stoßparameter. Durch Integration ergibt sich:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{e\perp} \frac{dx}{v} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze^2 \cdot b}{(x^2 + b^2)^{3/2}} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{vb} \text{ und damit } \Delta E = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2ze^4}{m_e v^2 b^2}, \text{ wobei } v \text{ die}$$

Geschwindigkeit des Teilchens und z seine Ladung ist. Aus dem maximalen Impulsübertrag $\Delta p = 2m_e v$, bzw. den minimalen Energieübertrag $\Delta E_{min} = I$, der mindestens der

Anregungsenergie I entsprechen muß, ergeben sich die Integrationsgrenzen für den

Stoßparameter zu: $b_{min} = \frac{ze^2}{mv^2}$; $b_{max} = \frac{ze^2}{v} \sqrt{\frac{2}{m_e I}} \Rightarrow \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 Z}{mv^2 A} N_A \cdot \ln \sqrt{\frac{2m_e v^2}{I}}$ für den

klassischen Fall des inelastischen Stoßes.

Bohr's klassische Formel

Bethe-Bloch Formel

Die vollständige quantenmechanische Berechnung ergibt:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] [\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$$

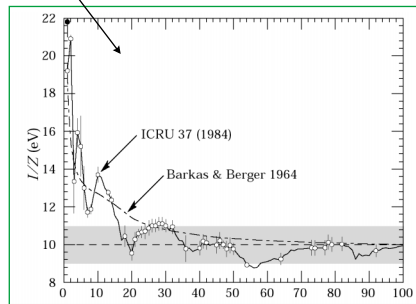
wobei $T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$ die maximale kinetische Energie ist, die dem

Elektron in einem einzelnen Stoß übertragen werden kann, N_A Avogadrozahl, r_e klassischer Elektronenradius, I mittlere Anregungsenergie in [eV].

Bedeutung der Zusatzterme:

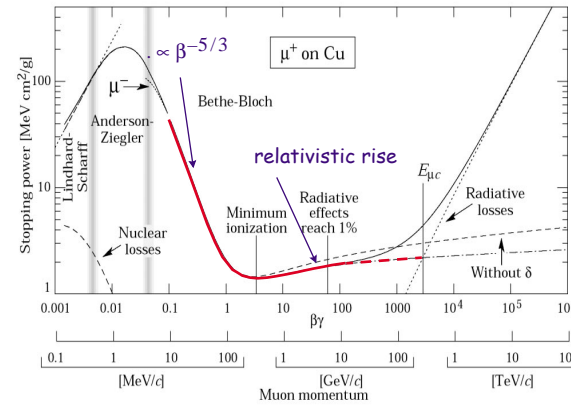
- δ Dichteeffekt aufgrund der Polarisation: wichtig bei hohen Energien (\Rightarrow Sättigung des relativistischen Anstiegs)
- C/Z Schalenkorrektur: nur relevant bei kleinen Energien (wenn $v \approx$ Bahngeschwindigkeit des Elektrons)

Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch Formel ist etwa $10\text{MeV}/c \leq p \leq 50\text{GeV}/c$. Bei höheren Impulsen wird die Abstrahlung dominant.

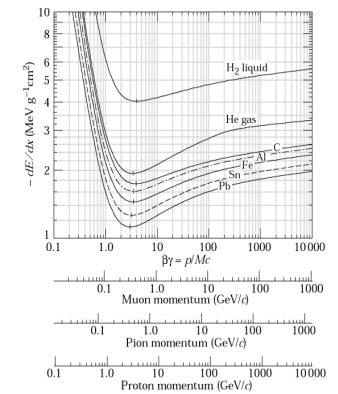


Beispiele für dE/dx Kurven

Impulsabhängigkeit über einen weiten Bereich

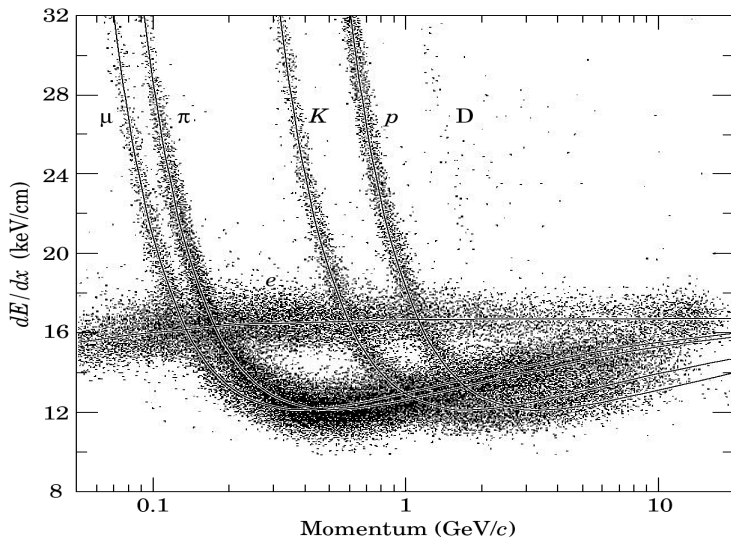


Materialabhängigkeit



Minimum \approx konstant, sowohl in Position als auch im Wert

Abhängigkeit von der Teilchensorte

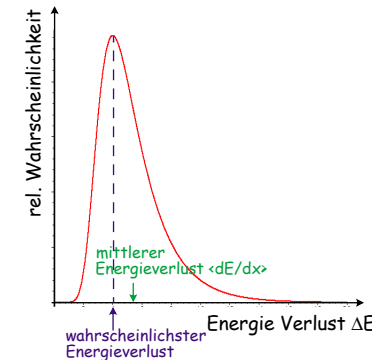
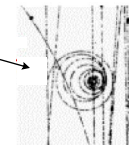


Bei gleichzeitiger Messung des Impulses kann die Messung der spezifischen Ionisation zur Teilchenidentifikation verwendet werden.

Landauverteilung

Die Bethe-Bloch Verteilung gibt nur den mittleren Energieverlust an. Der gesamte Energieverlust ergibt sich aus der Summe von vielen Einzelprozessen:

- dicke Schichten, viele Stöße mit kleinem $\Delta E_i \Rightarrow$ Gaussverteilung
- dünnen Schichten (z.B. Gase) \Rightarrow asymmetrische Landau-Verteilung wegen
 - seltenen Stößen mit großem ΔE
 - Ionisierungspotential (δ Elektronen)
 - Bremsstrahlung



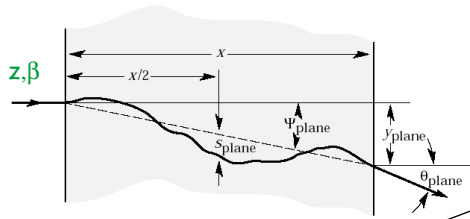
Weitere Ansätze ergeben modifizierte Verteilungen:

- Vavilov
- Symon

$$P(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi}$$

ξ ist eine Materialkonstante

Vielfachstreuung

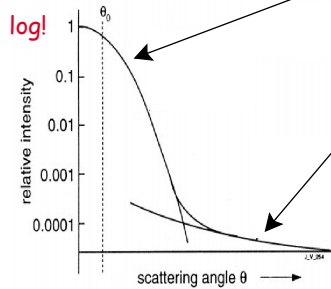


Die Streuung der geladenen Teilchen an den Atomen verursacht eine Änderung der Richtung.

- Die Summe vieler Streuungen mit kleinen Winkeln ergibt eine Gauß-Verteilung mit der Breite:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta p c} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right]$$

(Fit an eine Moliere Verteilung)



- Ablenkungen mit größeren Winkeln treten auf als Folge von einzelnen Streuprozessen am Kern.
- Experimentell wichtige Konsequenz: die Vielfachstreuung stellt oft eine ernste **Begrenzung der Messauflösung** dar (Richtung/Impuls)
- Bei kleinen Impulsen, guter Ortsauflösung und vielen Messpunkten (z.B. Emulsionen) kann βp bestimmt werden. Wenn Impuls bekannt ist \Rightarrow Teilchenmasse (m_μ, m_π)

Cherenkov Strahlung

Strahlung tritt auf, wenn $v_{\text{Teilchen}} > c/n$

Analogie Ultraschallknall. Die kohärente Wellenfront hat Kegelform und wird emittiert unter dem Winkel:

$$\cos(\theta_c) = \frac{(c/n) \cdot \Delta t}{\beta c \cdot \Delta t} = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

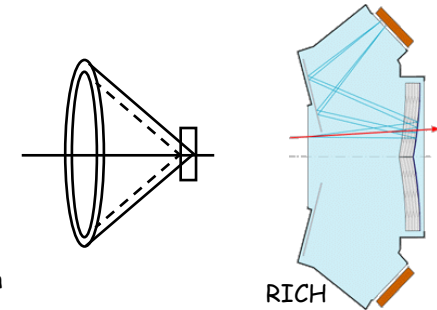
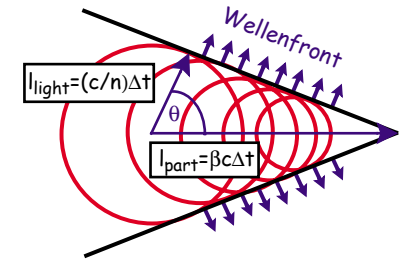
nur abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens und vom Material.

Kontinuierliches Spektrum
Abstrahlung im Medium der Länge Δx :

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi \cdot (\sin \theta_c)^2 \Delta x}{\lambda^2}$$

Anwendungen bei der Teilchenidentifikation:

- Schwellen Cherenkovzähler
- Ring Image Cherenkov Detektor (RICH) misst Öffnungswinkel des Kegels \Rightarrow Masse, wenn p bekannt



Energieverlust von Elektronen

Auch hier gilt die Bethe-Bloch Formel (mit kleinen Modifikationen, die geringere Masse berücksichtigen und dass identische Teilchen aneinander streuen) für den Energieverlust durch **Ionisation**

$\Delta E \propto z^2 Z / \beta^2 \cdot \ln(\beta^2 \gamma^2)$. Wegen der kleinen Elektronenmasse spielt die **Bremsstrahlung** am Kernfeld hier jedoch die dominierende

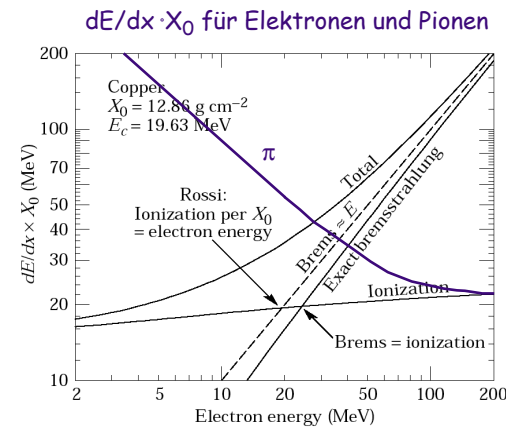
Rolle: $-\Delta E \propto Z^2 \cdot E \cdot \Delta x$

Es ist sinnvoll den Begriff **Strahlungslänge** X_0 einzuführen. Sie entspricht der Strecke, nach der die ursprüngliche Energie auf den e -ten Teil gesunken ist: $E = E_0 \exp\left(\frac{-x}{X_0}\right)$

Für verschieden Materialien gilt Näherung:

$$X_0 = \frac{716 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

$\mu = 1/X_0$ heißt Absorptionskoeffizient



Kritische Energie E_c : $\frac{dE_{\text{Brems}}}{dx} = \frac{dE_{\text{Kollision}}}{dx}$

Näherungsweise gilt: $E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$

Wechselwirkung von Photonen

- Hauptsächlich drei Effekte spielen eine Rolle:

1. **Photoeffekt**: $\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+$

$$\sigma_{\text{Ph}} \propto \frac{Z^5}{E^{3.5}}$$

2. **Comptoneffekt**: $\gamma + \text{Atom} \rightarrow \gamma + e^- + \text{Atom}^+$

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{\ln E}{E} \cdot Z$$

3. **Paarproduktion**: $\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern}$

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto \frac{Z^2}{A} \text{ für } E_\gamma \gg 2m_e c^2$$

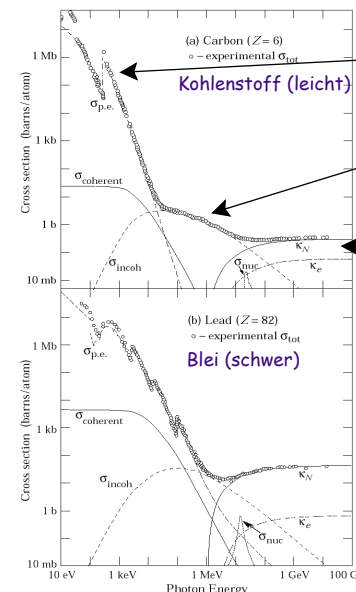
- Intensitätsabschwächung: $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x)$,

mit $\mu = \frac{N_A \cdot \sigma}{A} \text{ [(g/cm}^2\text{)}^{-1}]$

- Zusammenhang zwischen Strahlungslänge und Hoch-Energie-Grenzwert für Paarproduktion:

$$\sigma(E \gg 1 \text{ GeV}) = \frac{7}{9} \frac{A}{X_0 N_A} \Rightarrow I(X_0) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{7}{9}\right),$$

d.h. Wahrscheinlichkeit für Paarproduktion nach einer Strahlungslänge ist 54%.



Zusammenfassung Wechselwirkung

1) Elektromagnetische Wechselwirkung

- elastische Streuung an Hüllenelektronen
 - mittlerer Energieverlust (Bethe-Bloch)
 - Energieverlustverteilung (Landau)
- elastische Streuung an Kernfeldern
 - Vielfachstreuung (Coulombstreuung)

• Elektronen zusätzlich:

- Bremsstrahlung im Kernfeld
- kritische Energie E_c
- Strahlungslänge X_0

• Photonen:

- Photoeffekt
- Comptoneffect
- Paarerzeugung
- Massenabsorptionskoeffizient μ

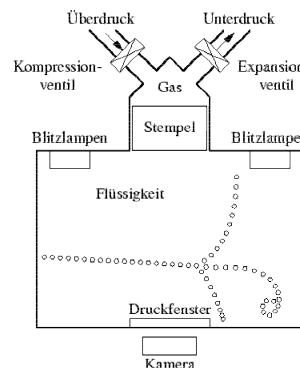
2) Hadronische Wechselwirkungen

- nukleare Wechselwirkungslänge
- inelastisch: nuclear interaction length
- total: nuclear collision length

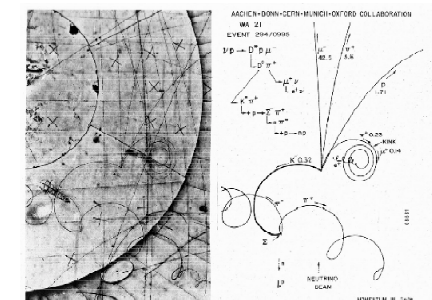
Blasenkammer

Prinzip: Blasenbildung in überhitzter Flüssigkeit (Wasserstoff, Propan, Freon etc)

- Dekompression ausgelöst durch externes Detektorsignal
- Ionisation bildet Kondensationskeime
- Mit Blitzlicht und Kamera wird Bild erzeugt
- Wiederholungsrate \approx einmal pro Sekunde
- Auflösung $10\mu\text{m} - 200\mu\text{m}$



Big European Bubble Chamber BEBC

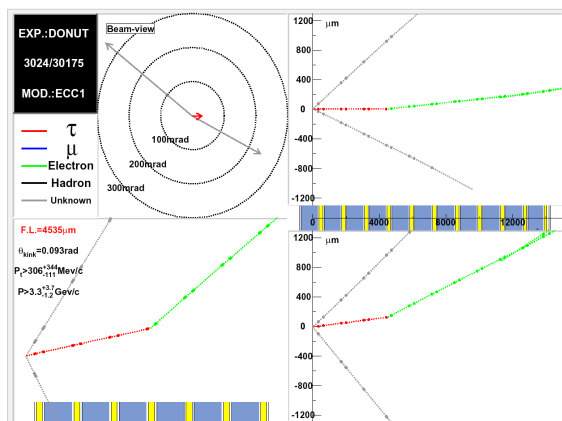


Emulsionen

Altbekannte Technologie:

- Detektoren mit der höchsten Ortsauflösung
- Korngröße $\approx 0.5\mu\text{m}$
 \Rightarrow Abstand zwischen einzelnen Meßpunkten $\approx 1\mu\text{m}$
- Analysen sind kompliziert (sehr viele verschiedene Ereignisse befinden sich auf einer Aufnahme)
- Technik wird zur Zeit noch in einigen Neutrinoexperimenten angewendet (automatische Mustererkennung unumgänglich)

Beispiel DONUT: im Jahr 2000 erste Evidenz für die Beobachtung des Tau-Neutrinos



Szintillatoren

In Szintillatoren wird die Anregung des Festkörpers durch Energieverlust in sichtbares Licht konvertiert.

Als Material verwendet man anorganische Kristalle wie NaI(Tl), organische Stoffe, Plastik oder Gase.

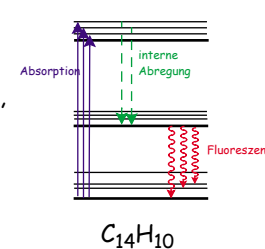
In organischen Stoffen wird ein Fluoreszenzstoff angeregt. In Kristallen wird zunächst ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben.

Primäre Lichtausbeute:

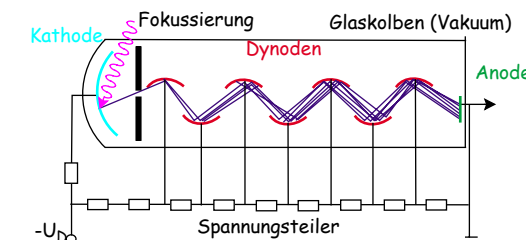
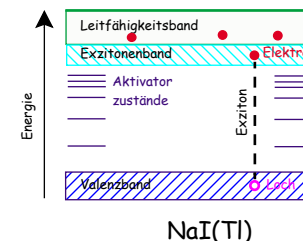
- NaI(Tl) : 4×10^4 Photonen/MeV
- Plastik: $\approx 10^4$ Photonen/MeV

Auslese mit Photomultipliern
 Verstärkung $> 10^6$
 Zeitauflösung $\approx 0.1\text{ns}$ möglich

Organischer Szintillator

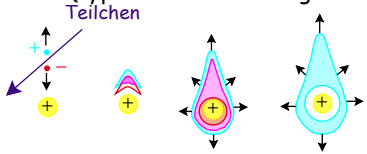


Anorganischer Szintillator



Proportionalkammern

1968 von G. Charpak erfunden. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Gas werden durch Ionisation freie Ladungsträger produziert, die durch ein elektrisches Feld getrennt werden und zu den Elektroden driften. In der Nähe des Drahtes nimmt das elektrische Feld stark zu ($E \propto 1/r$) und es kommt zu einer Lawinenartigen Verstärkung der Anzahl der Elektronen (typischerweise \approx einige 10^4).

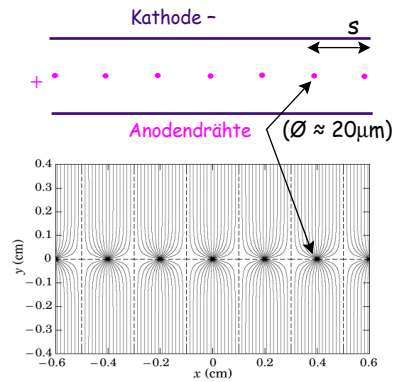


Das auf den Elektroden induzierte Signal wird elektronisch verstärkt.

Eine Positionsbestimmung ergibt sich aus der Drahtnummer und, falls eine Segmentierung der Kathode vorhanden ist, aus der Ladungsverteilung auf der Kathode.

Ortsauflösung: $s/\sqrt{12} \approx 0.5\text{mm}$

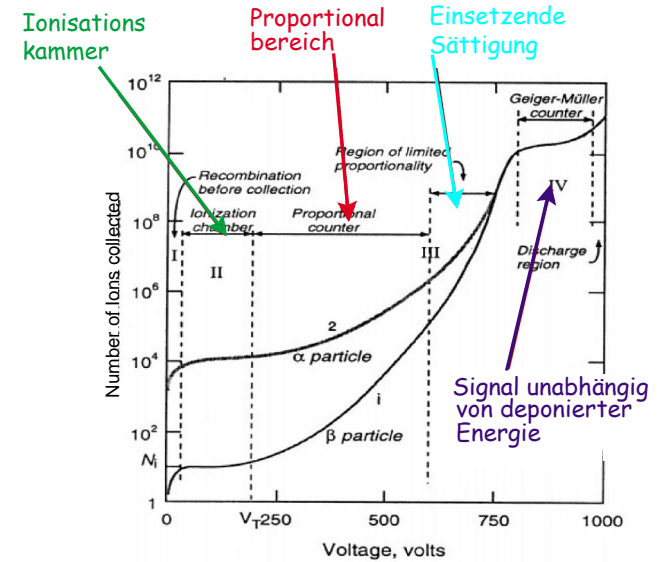
Multiwire Proportional Kammer (MWPC)



	Encounters/cm	$t_{99}(\text{mm})$	Free electrons/cm
He	5	9.2	16
Ne	12	3.8	42
Ar	25	1.8	103
Xe	46	1.0	340
CH ₄	27	1.7	62
CO ₂	35	1.3	107
C ₂ H ₆	43	1.1	113

- Anzahl der Ionisationen/cm
- Dicke für 99% Effizienz
- Anzahl freier Elektronen/cm

Arbeitsbereiche von Gasetektoren



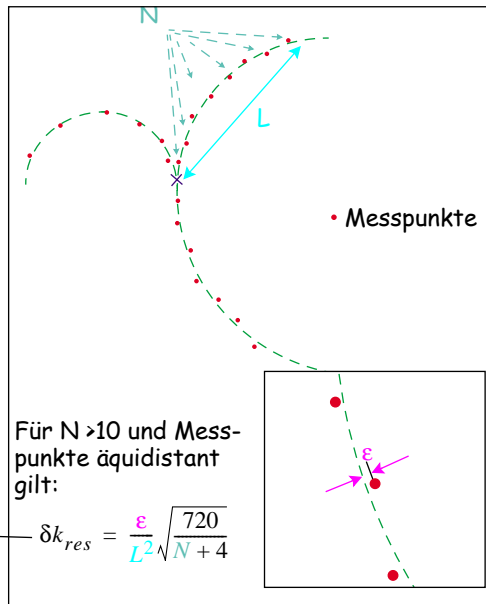
Spurdetektoren

Spurdetektoren dienen der Nachverfolgung von Teilchenbahnen, meist in der Verbindung mit einem Magnetfeld, was über den Krümmungsradius der Bahn die Impulsbestimmung ermöglicht. Die Rückwärtsverfolgung der Spuren mehrerer Teilchen wird zur Rekonstruktion ihres gemeinsamen Ursprungs (Vertex) genutzt.

Vielfachstreuung und Energieverlust verursachen Messfehler und müssen so weit wie möglich reduziert werden. Bei dem Bau von Spurdetektoren muss daher die verwendete Masse möglichst gering gehalten werden. \Rightarrow man baut entweder sehr dünne Detektoren (z.B. Silizium p.i.n. Dioden) oder verwendet Gasetektoren.

Für den Fehler in der Bestimmung der Krümmung k gilt: $(\delta k)^2 = (\delta k_{ms})^2 + (\delta k_{res})^2$

Bethe-Bloch



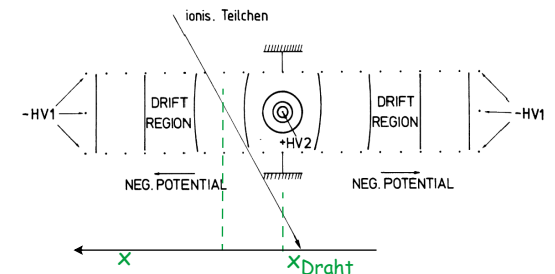
Für $N > 10$ und Messpunkte äquidistant gilt:

$$\delta k_{res} = \frac{\epsilon}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}$$

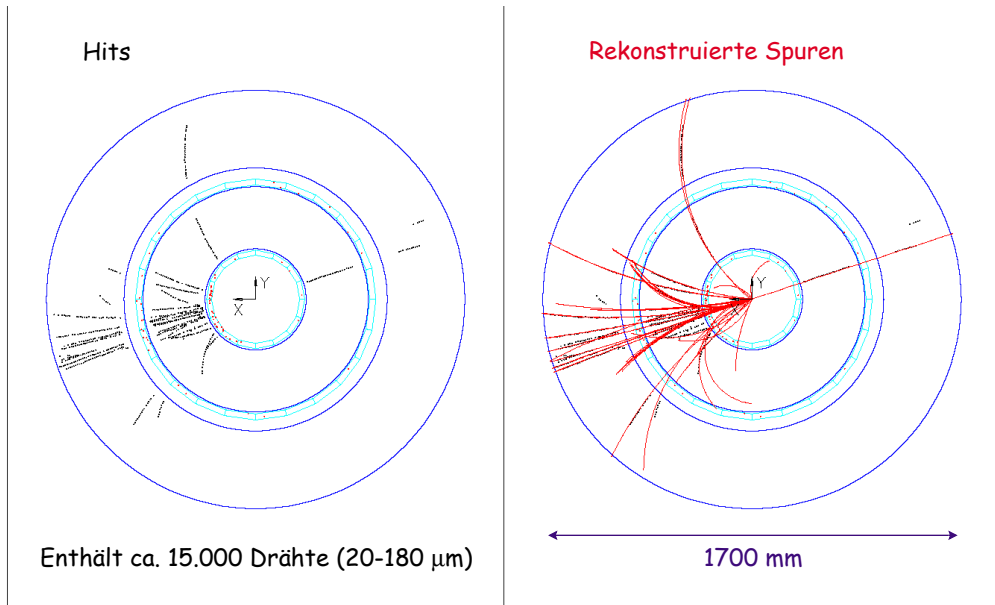
Driftkammern

Um eine möglichst gute Impulsauflösung zu erreichen muss der Spurdetektor groß sein (L) und viele Messpunkte (N) pro Spur liefern. Eine Realisierung mit Multiwireproportionalkammern führt bald zu einer impraktikabel großen Anzahl von Auslesekanälen (\rightarrow Kosten). Einen Ausweg stellen Driftkammern dar (planar oder zylindrisch).

Messprinzip: in einem weiten Bereich ist das elektrische Feld homogen, sodass die Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit v_{Drift} (typischer Wert $50 \text{ mm}/\mu\text{s}$) in Richtung Anode driften und erst in unmittelbarer Nähe durch Gasverstärkung ein großes Signal erzeugen. Relativ zu einem extern vorgegebenen Zeitnullpunkt t_0 wird die Zeit, in der die Elektronen vom Ort des Teilchendurchgangs bis zum Draht driften gemessen und daraus der Durchtrittsort bestimmt: $x - x_{Draht} = v_{Drift} \cdot (t_1 - t_0)$. In der Praxis hängt die erreichbare Auflösung von vielen Parametern ab: Elektrodenkonfiguration, Magnetfeld, mechanische Genauigkeit, Gasmischung, Temperatur, Luftdruck etc. \Rightarrow es muss viel Aufwand bei der Kalibration getrieben werden. Typisch erreichte Werte sind: $\sigma = 100-200 \mu\text{m}$



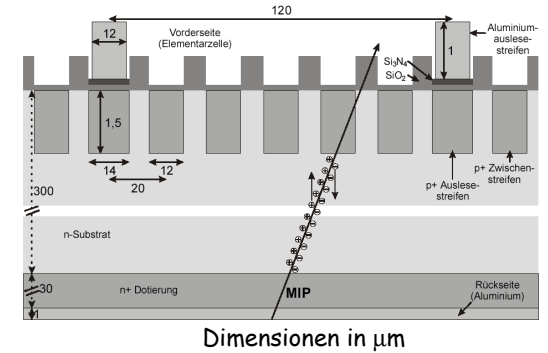
Ereignis in den H1 Spurkammern



Halbleiterdetektoren

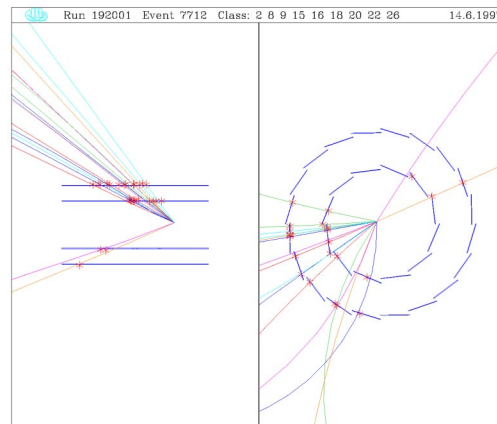
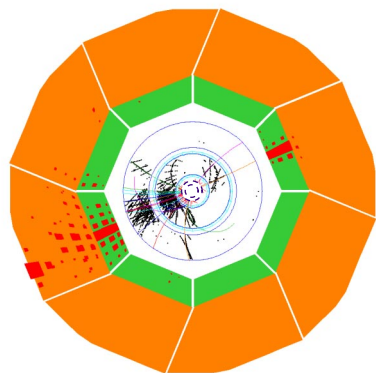
Bisher wird hauptsächlich Si verwendet

- Prinzip: p.i.n. Diode in Sperrrichtung \Rightarrow Verarmungszone=Isolation.
- mittlere Energie für Erzeugung eines Elektronenlochpaares ist **3.6 eV** in Si. (ca. 1/7 von dem in Argon!), also viel bessere Statistik.
- Streifendetektoren für Positionsmessung: typische Dicke 0.3 mm, ergibt ca. 100 keV Energieverlust oder 30'000 Elektron - Lochpaare. gutes Signal, einfacher, schneller Verstärker möglich. Pitch typisch **20µm**, also bessere Auflösung als bei Gasedetektoren.
- Auch Pixeldetektoren werden gebaut: bisher nur in kleinen Flächen möglich, weil Anzahl der benötigten Auslesekanäle (Kosten) quadratisch mit Fläche wächst.
- Auch eine Energiemessung für niederenergetische Teilchen ist möglich: Wenn Si-Schicht so dick, dass Teilchen stoppt: z.B. 15 mm. Diese Dicke genügt um Betastrahlung und Gammastrahlung aus Kernen zu absorbieren \Rightarrow beste Energieauflösung



Dimensionen in µm

H1 Silizium Detektor



Zusammenfassung Spurdetektoren

Detector Type	Accuracy (rms)	Resolution Time	Dead Time
Bubble chamber	10 to 150 µm	1 ms	50 ms ^a
Streamer chamber	300 µm	2 µs	100 ms
Proportional chamber	≥ 300 µm ^{b,c}	50 ns	200 ns
Drift chamber	50 to 300 µm	2 ns ^d	100 ns
Scintillator	—	150 ps	10 ns
Emulsion	1 µm	—	—
Silicon strip	pitch ^e	f	f
Silicon pixel	2 µm ^g	f	f

^a Multiple pulsing time.

^b 300 µm is for 1 mm pitch.

^c Delay line cathode readout can give ±150 µm parallel to anode wire.

^d For two chambers.

^e The highest resolution ("7") is obtained for small-pitch detectors (< 25 µm) with pulse-height-weighted center finding.

^f Limited at present by properties of the readout electronics. (Time resolution of ≤ 25 ns is planned for the ATLAS SCT.)

^g Analog readout of 34 µm pitch, monolithic pixel detectors.

Kalorimeter

Kalorimetrie bedeutet die Messung der totalen Energie (eigentlich Wärme). In der Kern und Teilchenphysik versteht man unter einem Kalorimeter ein Gerät, indem ein Teilchen zum Beispiel durch Schauerbildung bei hohen Energien oder durch Ionisation vollständig absorbiert wird. Man misst die total erzeugte Ionisationsladung, oder das entstehende Szintillationslicht, die proportional zu der gesamten Energie des einfallenden Teilchens sind.

Eigenschaften:

- Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen möglich
- Energiemessung von engen Teilchenbündeln (Jets) ohne innere Struktur genau aufzulösen
- Im Gegensatz zu Spurkammern gute Energieauflösung bei hohen Energien $\frac{dE}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$
- Keine genaue Messung der Teilchenrichtung oder Ladung
⇒ Kalorimeter und Spurdetektoren sind komplementär

Man unterscheidet verschiedene Bauformen von Kalorimetern:

- homogene Kalorimeter: Absorber und aktives Volumen sind identisch (Bleiglass, NaI)
- Sampling Kalorimeter: Absorber (Blei, Eisen) wechseln sich ab mit aktiven Schichten (Szintillatoren, flüssiges Argon, evt. Silizium).

Elektromagnetische Kalorimeter

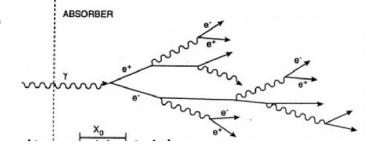
Wenn die Energie eines geladenen Teilchens oberhalb der kritischen Energie E_c ist gilt für den Energieverlust durch

$$\text{Bremsstrahlung: } \frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \Rightarrow E(x) = E_0 \exp(-x/X_0)$$

Es bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus alternierende Folgen von Photonen und Elektron-Positron Paaren aus, solange bis die Einzelenergien der Teilchen unterhalb E_c fallen.

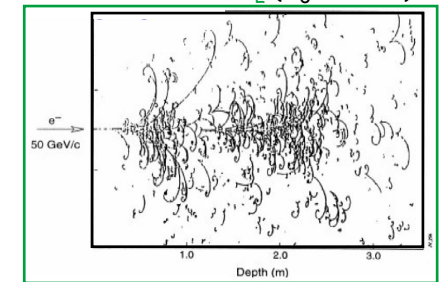
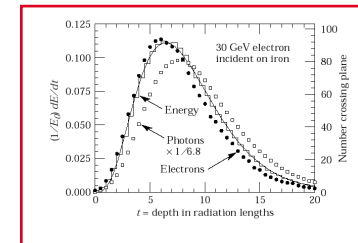
Für die Länge des Schauers bis zu seinem Maximum gilt etwa: $t_{max}[X_0] = \ln(E/E_c)$
d.h. die Dicke eines Kalorimeters muss logarithmisch mit der Teilchenenergie wachsen.

Beispiel eines elektromagnetischen Schauers: 50 GeV Elektron auf Ne/H₂ ($X_0 = 34$ cm) Blaskammer (BEBC) in einem Magnetfeld von 3T.



Typische Auflösung:

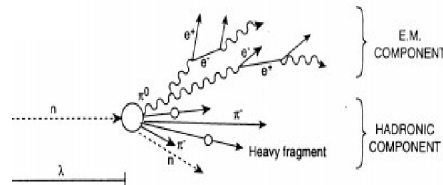
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.12 - 0.18}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$



Hadronische Kalorimeter

Die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse sind sehr komplex

- Die Beiträge der einzelnen Komponenten
 - elektromagnetisch
 - hochenergetische Hadronen
 - niederenergetische Kernfragmente

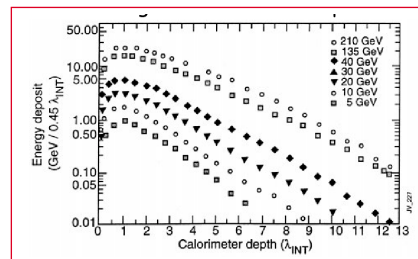


sind großen statistischen Fluktuationen unterworfen

- Für das Verständnis sind komplexe Simulationen erforderlich

- Charakteristische Größe für die Ausdehnung der Schauerprofile ist die **interaction length λ_I**

- Typische Energieauflösung: $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.35 - 0.5}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$



Aufbau eines modernen Detektors

Aufgrund der ähnlichen Anforderungen aber unterschiedlichen Leistungsmerkmale der verschiedenen Detektortypen haben moderne Großdetektoren eine gemeinsame Schichtstruktur. Von innen nach aussen:

1. Vertexdetektor (meist Silizium)
2. Spurkammern (Gasdetektoren oder Silizium oder szintillierende Fasern)
3. elektromagnetisches Kalorimeter
4. hadronisches Kalorimeter
5. Magnetspule
6. Muonfilter / Muonspurkammern (meist Rückflusseisen des Magneten)

Die Anzahl der Auslesekanäle und das damit verbundene Datenvolumen sind enorm:

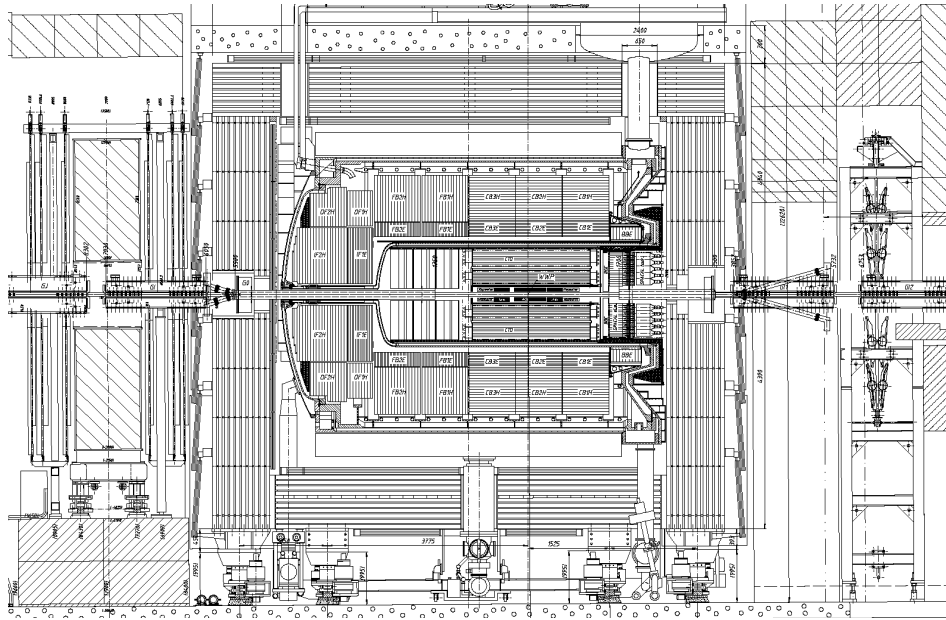
- im Betrieb befindliche Detektoren (H1, ZEUS, CDF, D0):

- Kanalzahl: $0.5 - 1 \times 10^6$
- Datenrate: $0.5 - 15$ MByte/s
- Datenvolumen: $5 - 150$ TByte/yr

- im Bau befindliche LHC Detektoren (ATLAS, CMS):

- Kanalzahl: 1×10^8
- Datenrate: 100 MB/s
- Datenvolumen: 1000 TB/yr

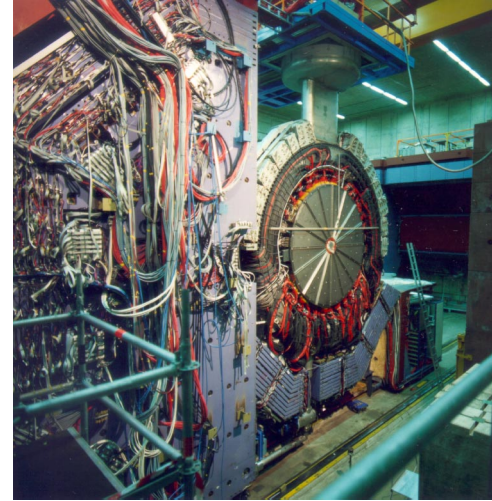
Beispiel eines Großdetektors: H1 bei HERA



C. Niebuhr

Vorlesung 5

H1



C. Niebuhr

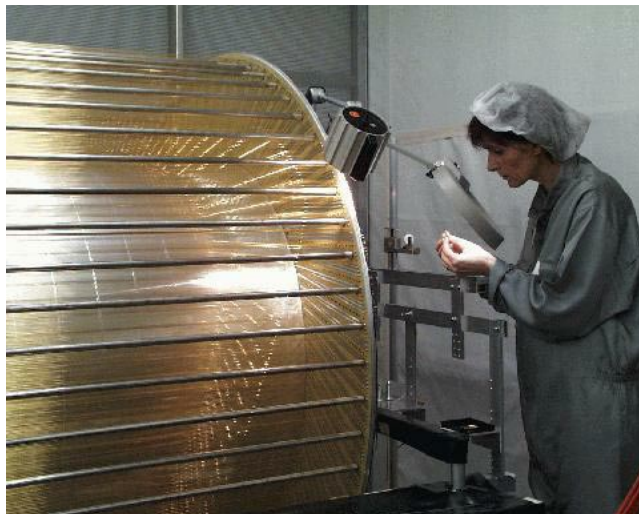
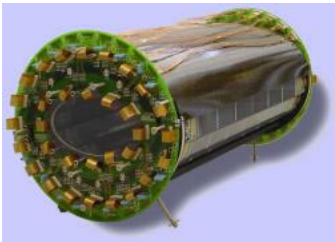


Vorlesung 5

H1 Spurdetektoren

Zentrale Spurkammer: Central Jet Chamber CJC

Zentraler Silikonvertexdetektor (CST)



C. Niebuhr

Vorlesung 5