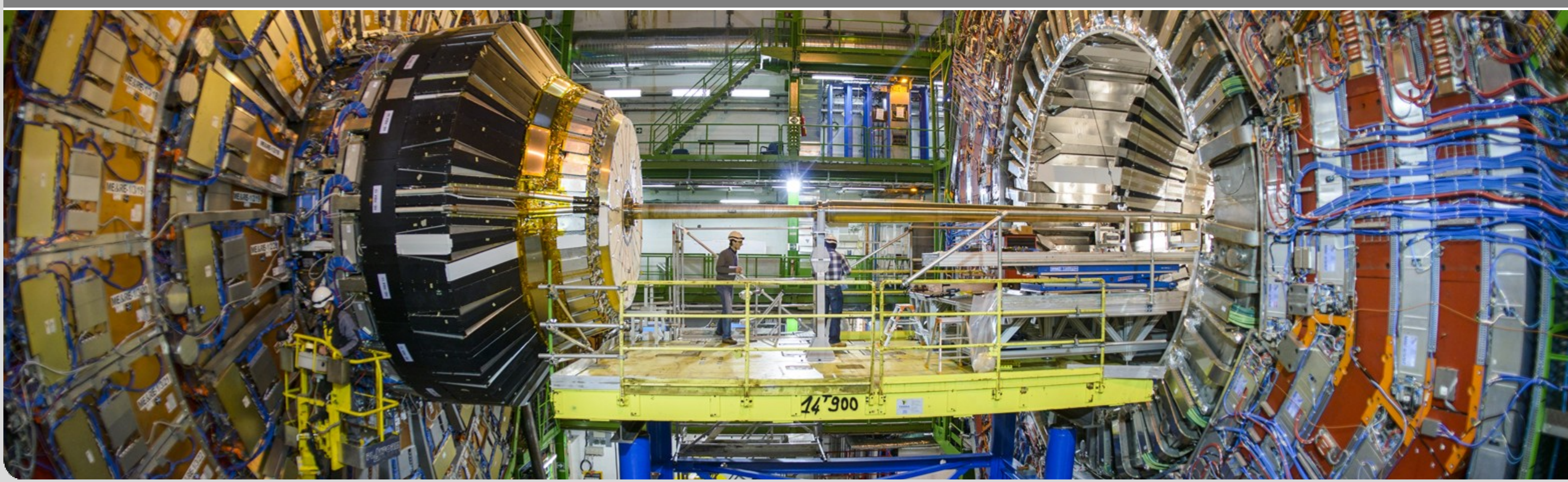
KIT
Karlsruhe Institute of Technology

Moderne Experimentalphysik III: Kerne und Teilchen (Physik VI)

Günter Quast, Roger Wolf, Pablo Goldenzweig

04. Mai 2017

INSTITUTE OF EXPERIMENTAL PARTICLE PHYSICS (IEKP) – PHYSICS FACULTY



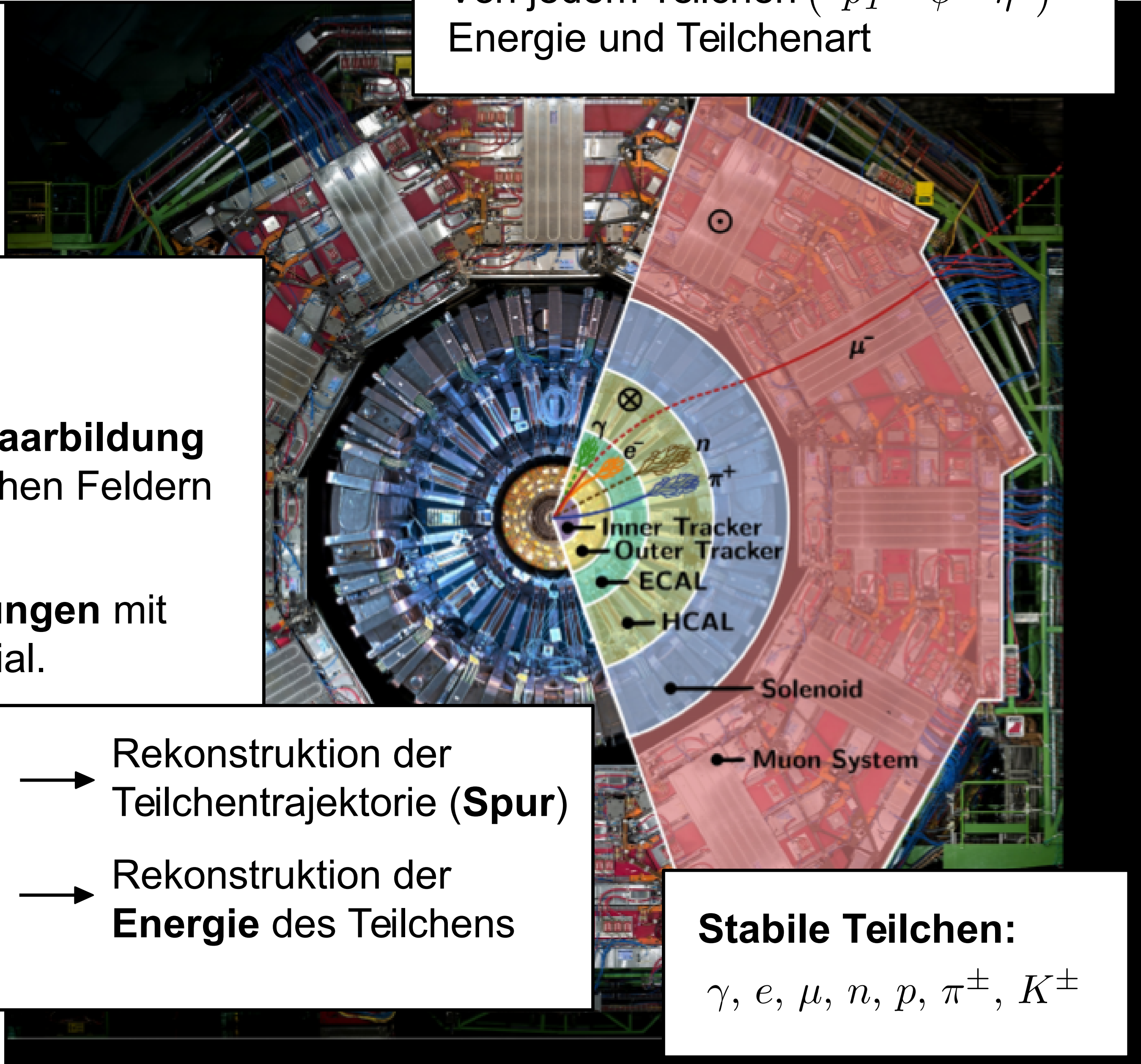
Kapitel 2.1: Nachweis geladener Teilchen in Materie

Teilchennachweis…

Was wir wissen wollen:
Von jedem Teilchen ($p_T \quad \phi \quad \eta$)
Energie und Teilchenart

… erfolgt durch **Wechselwirkung** (WW) mit Detektor-material:

- **Ionisation** des Detektormaterials
- **Bremsstrahlung/Paarbildung** in elektromagnetischen Feldern im Detektormaterial
- **Kernwechselwirkungen** mit dem Detektormaterial.



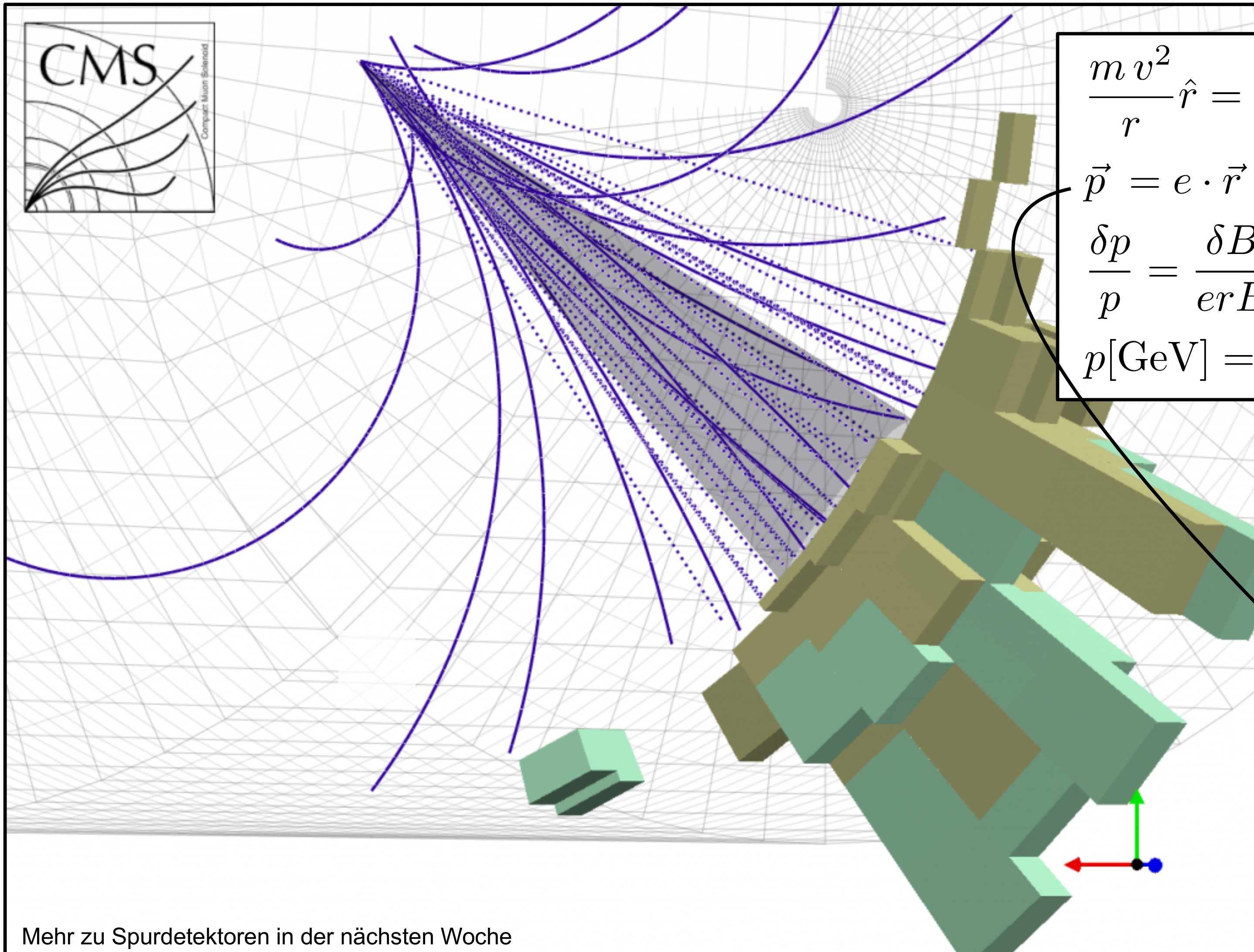
Lokalisation der Ladungstrennung → Rekonstruktion der Teilchentrajektorie (**Spur**)

Sammlung aller frei gewordenen Ladungen → Rekonstruktion der **Energie** des Teilchens

Stabile Teilchen:
$\gamma,\ e,\ \mu,\ n,\ p,\ \pi^{\pm},\ K^{\pm}$

Impulsbestimmung aus der rekonstruierten Spur

- Spurdetektoren in Magnetfeldern erlauben Impulsbestimmumg: üblichgerweise Solenoid-, manchmal auch Toroidfelder



$$\frac{m\,v^2}{r}\hat{r} = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

$$\vec{p} = e \cdot \vec{r} \times \vec{B}$$

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta B}{erB} \oplus \frac{\delta r}{erB}$$

$$p[\mathrm{GeV}] = 0.3 \cdot r[\mathrm{m}] \cdot B[\mathrm{T}]$$

Transversalimpuls p_T im Solenoidfeld

Energieverlust durch Ionisation

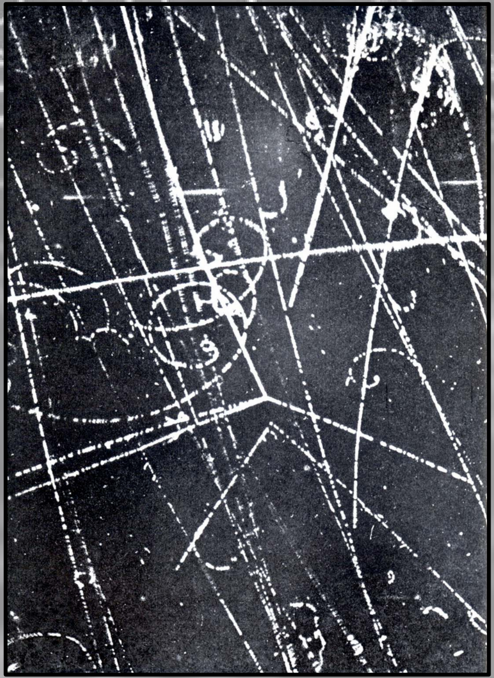
- Wichtigste Form der WW für alle geladenen Teilchen

- Grundlegender Prozess: inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen in Atomen des Detektormaterials, charakteristischer Energieverlust

$$\boxed{\left\langle\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}\right\rangle = -4\,\pi\,N_A\,r_e^2\,m_e\,c^2\,z^2\,\frac{Z}{A}\cdot\frac{1}{\beta^2}\cdot\ln\left(\frac{2\,m_e\,c^2\beta^2\gamma^2}{I}-\beta^2\right)}$$

(Bethe-Formel)

- Näherungsformel für mittleren Energieverlust durch Ionisation.
- Gültig für Teilchen mit Ladung $z\,e$ und $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$



- **Teilchennachweis** in Form von…

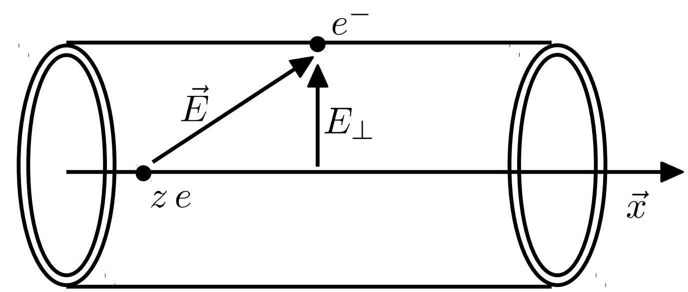
… Kondensationskeimen von Gasbläschen/Nebeltropfen

… Freien Ladungen (getrennt durch E-Felder)

Bethe-Formel (Herleitung - I)

- **Impulsänderung:**

$$|\Delta\vec{p}_\perp| = \int_{-\infty}^{\infty} e\,E_\perp \mathrm{d}t = \int_{-\infty}^{\infty} e\,E_\perp \frac{\mathrm{d}x}{v}$$
$$= \frac{e}{2\,\pi\,b\,v} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}\cdot\hat{r}\,2\,\pi\,b\,\mathrm{d}x = \frac{e}{2\,\pi\,b\,v} \int_V \vec{\nabla}\vec{E}\mathrm{d}V$$
$$= \frac{e}{2\,\pi\,b\,v} \int_V \frac{\rho}{\epsilon_0}\,\mathrm{d}V = \frac{2\,z\,e^2}{(4\,\pi\epsilon_0)\,b\,v}$$



- **Energieübertrag:**

$$\Delta E_{kin} = \frac{\Delta p_\perp^2}{2\,m_2} = \frac{2}{m_e}\left(\frac{z\,e^2}{(4\,\pi\epsilon_0)\,v\,b}\right)^2$$

- **Elektronendichte im Volumentelement** $2\,\pi\,b\,\mathrm{d}b\,\mathrm{d}x$ **:**

$$N_e = n_e\,2\,\pi\,b\,\mathrm{d}b\,\mathrm{d}x$$

- **Energieverlust pro Weglänge:**

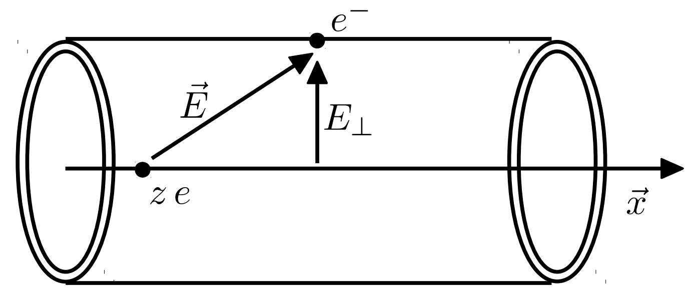
$$\left\langle\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right\rangle_{\text{ion}} = -2\,\pi\,n_e \int b\,\Delta E_{kin}\mathrm{d}b$$
$$= -2\,\pi\,n_e \int b\,\frac{2\,z^2 e^4}{m_e\,(4\,\pi\epsilon_0)^2\,v^2\,b^2}\mathrm{d}b$$
$$= -\frac{4\,\pi\,n_e\,z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\,m_e\,v^2}\int\frac{\mathrm{d}b}{b}$$
$$= -\frac{4\,\pi\,n_e\,z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\,m_e\,v^2}\ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

Bethe-Formel (Herleitung - II)

- **Bestimmung der Integrationsgrenzen:**

$b_{min} \approx \frac{h}{p} = \frac{h}{\gamma\, m_e\, v}$ (de-Broglie Wellenlänge)

b_{max}: das vorbei fliegende Teilchen stört das Atom durch sein elektromag. Feld für eine Zeit $\Delta t \approx \frac{b}{\gamma\, v}$



Ist Δt lang gegen die Periode, $\langle \nu \rangle$, des Atoms wird sich das Atom langsam strecken und dann wieder in seinen Ausgangszustand zurückkehren, ohne nennenswerten Energieübertrag. Im umgekehrten Fall kann das Elektron als quasi-frei betrachtet werden.

$\Delta t \cdot \langle \nu \rangle \lesssim 1$ (Heisenberg)

$b \lesssim \frac{\gamma\, v}{\langle \nu \rangle} \equiv b_{max}$

- **Energieverlust pro Weglänge:**

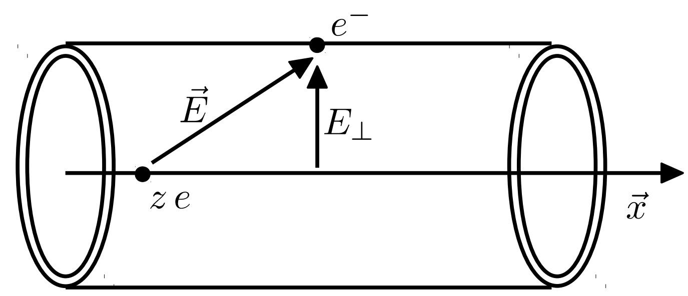
$$\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \rangle_{\text{ion}} = -2\,\pi\, n_e \int b\, \Delta E_{kin} \mathrm{d}b$$
$$= -2\,\pi\, n_e \int b\, \frac{2\, z^2 e^4}{m_e\, (4\,\pi\epsilon_0)^2\, v^2\, b^2} \mathrm{d}b$$
$$= -\frac{4\,\pi\, n_e\, z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\, m_e\, v^2} \int \frac{\mathrm{d}b}{b}$$
$$= -\frac{4\,\pi\, n_e\, z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\, m_e\, v^2} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

Bethe-Formel (Herleitung - II)

- **Bestimmung der Integrationsgrenzen:**

$b_{min} \approx \frac{h}{p} = \frac{h}{\gamma\, m_e\, v}$ (de-Broglie Wellenlänge)

b_{max}: das vorbei fliegende Teilchen stört das Atom durch sein elektromag. Feld für eine Zeit $\Delta t \approx \frac{b}{\gamma\, v}$



Ist Δt lang gegen die Periode, $\langle \nu \rangle$, des Atoms wird sich das Atom langsam strecken und dann wieder in seinen Ausgangszustand zurückkehren, ohne nennenswerten Energieübertrag. Im umgekehrten Fall kann das Elektron als quasi-frei betrachtet werden.

$\Delta t \cdot \langle \nu \rangle \lesssim 1$ (Heisenberg)

$b \lesssim \frac{\gamma\, v}{\langle \nu \rangle} \equiv b_{max}$

- **Energieverlust pro Weglänge:**

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle_{\mathrm{ion}} = -2\,\pi\, n_e \int b\,\Delta E_{kin} \mathrm{d}b$$

$$= -2\,\pi\, n_e \int b\, \frac{2\, z^2 e^4}{m_e\,(4\,\pi\epsilon_0)^2\, v^2\, b^2} \mathrm{d}b$$

$$= -\frac{4\,\pi\, n_e\, z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\, m_e\, v^2} \int \frac{\mathrm{d}b}{b}$$

$$= -\frac{4\,\pi\, n_e\, z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\, m_e\, v^2} \ln\left(\frac{m_e\,\gamma^2\,\beta^2\, c^2}{h \langle \nu \rangle} \right)$$

Bethe-Formel (Herleitung - III)

- **Typische Ersetzungen:**

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle_{\text{ion}} = -\frac{4\,\pi\, n_e\, z^2 e^4}{(4\,\pi\epsilon_0)^2\, m_e\, v^2} \ln\left(\frac{m_e\,\gamma^2\,\beta^2\,c^2}{h\langle\nu\rangle}\right)$$

$$r_e = \frac{e^2}{(4\,\pi\epsilon_0)\, m_e\, c^2} \qquad (\text{klass. } e^{-}\text{Radius})$$

$$n_e = N_A \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A}$$

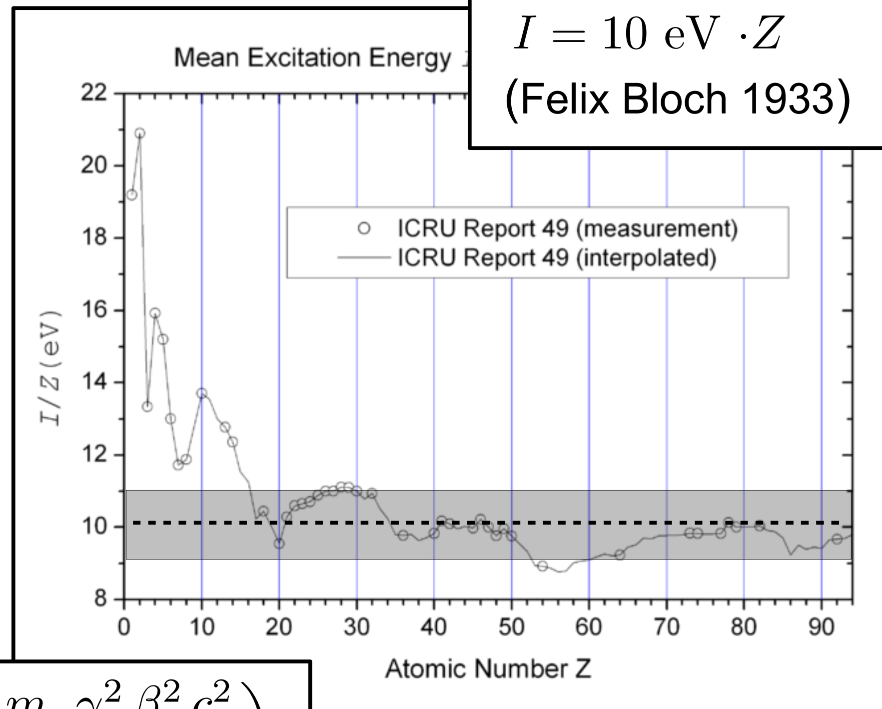
$$X = \rho \cdot x \qquad (\text{Belegungsdichte})$$

$$I = h\langle\nu\rangle$$

Ab Z=20 Näherung:

$I = 10\ \mathrm{eV} \cdot Z$

(Felix Bloch 1933)



$$\boxed{\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\text{ion}} = -4\,\pi\, N_A\, r_e^2 m_e\, c^2\, z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \ln\left(\frac{m_e\,\gamma^2\,\beta^2\,c^2}{I}\right)}$$

Bethe-Formel

$$\boxed{\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \rangle_{\text{ion}} = -4\,\pi\, N_A\, r_e^2 m_e\, c^2\, z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \ln\left(\frac{m_e\, \gamma^2\, \beta^2\, c^2}{I} \right)}$$

- **Volle QM Rechnung:**
  - $m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \rightarrow 2\, m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$
  - $\frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \rightarrow \frac{2\, m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2$

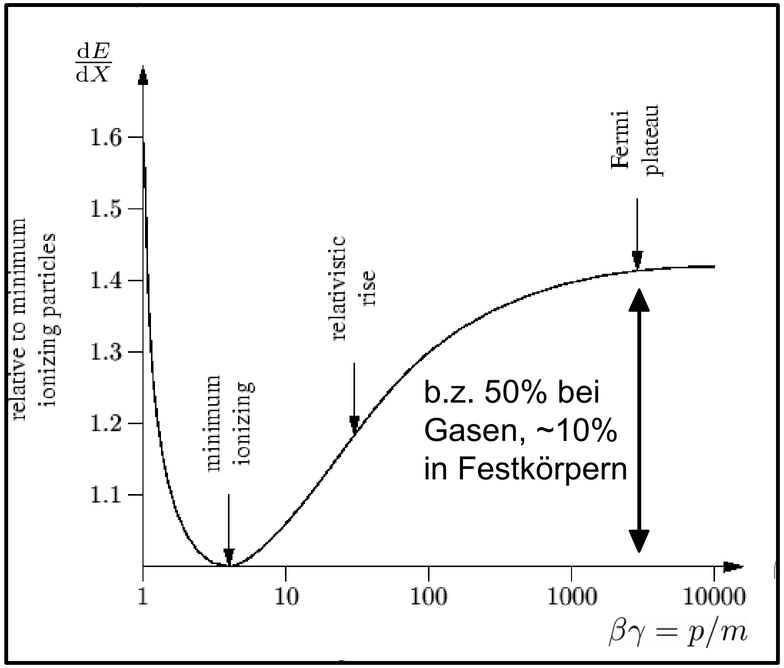
$$\boxed{\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \rangle_{\text{ion}} = -4\,\pi\, N_A\, r_e^2 m_e\, c^2\, z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \ln\left(\frac{2\, m_e\, \gamma^2\, \beta^2\, c^2}{I} - \beta^2 \right)}$$

  - Es gibt noch weitere Korrekturen (die auch den Gültigkeitsbereich erweitern)

Bethe-Formel (Diskussion)

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\text{ion}} = -4\,\pi\, N_A\, r_e^2 m_e\, c^2\, z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \ln\left(\frac{2\, m_e\, \gamma^2\, \beta^2\, c^2}{I} - \beta^2 \right)$$

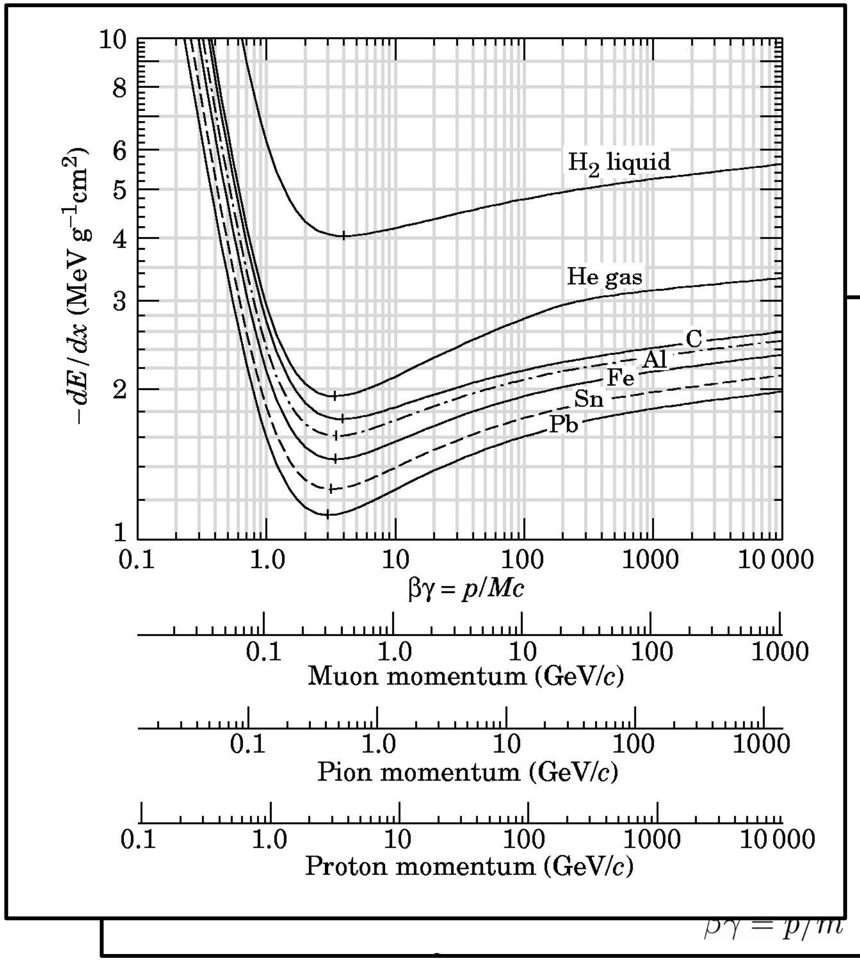
- Unabhängig von Masse des einfallenden Teilchens
- Energieverlust hängt für hohe Z nur von Materialdichte ab ($\frac{Z}{A} \approx 0.5$)
- Für niedrige Energien $\propto \frac{1}{v^2}$ ($\ln(\ldots) \approx 1$)
- Für $\beta\gamma \approx 3 \ldots 3.5$ breites Minimum bei $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X \approx 1 \ldots 2\ \mathrm{MeV{\cdot}cm^2}/g$ (unabh. von Teilchenart oder Medium, **minimal ionizing particle, MIP**)
- Danach logarithmischer Anstieg (bedingt durch Lorentzkontraktion der elektro-magnetischen Felder)



Bethe-Formel (Diskussion)

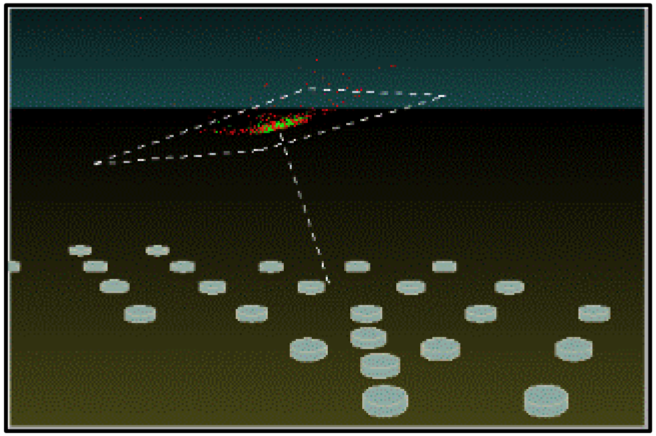
$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\mathrm{ion}} = -4\,\pi\,N_A\,r_e^2 m_e\,c^2\,z^2\,\frac{Z}{A}\cdot\frac{1}{\beta^2}\cdot\ln\left(\frac{2\,m_e\,\gamma^2\,\beta^2\,c^2}{I} - \beta^2\right)$$

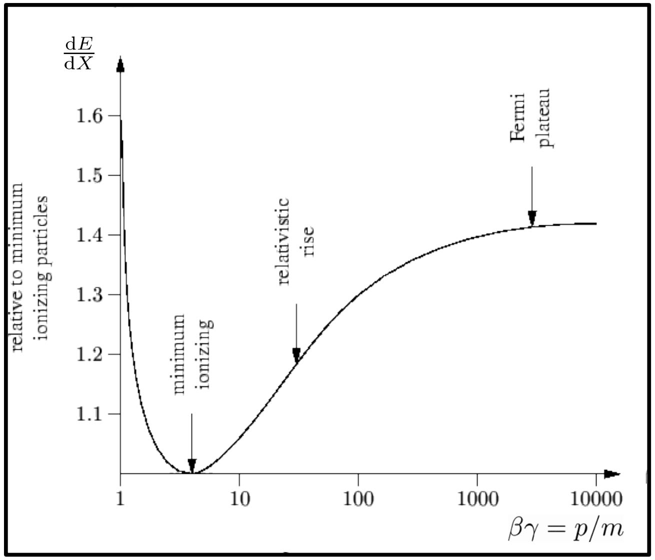
- Unabhängig von Masse des einfallenden Teilchens
- Energieverlust hängt für hohe Z nur von Materialdichte ab ($\frac{Z}{A} \approx 0.5$)
- Für niedrige Energien $\propto \frac{1}{v^2}$ ($\ln(\ldots) \approx 1$)
- Für $\beta\gamma \approx 3 \ldots 3.5$ breites Minimum bei $\mathrm{d}E/\mathrm{d}X \approx 1 \ldots 2\ \mathrm{MeV{\cdot}cm^2}/g$ (unabh. von Teilchenart oder Medium, **minimal ionizing particle, MIP**)
- Danach logarithmischer Anstieg (bedingt durch Lorentzkontraktion der elektro-magnetischen Felder)



Breite eines Luftschauers:

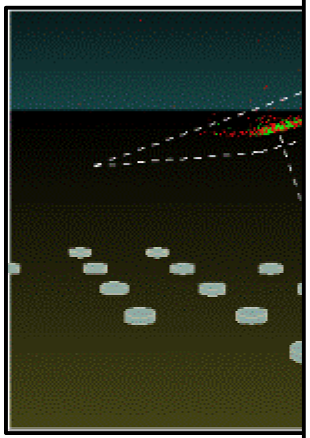
- Front i.A. nicht breiter als 1m

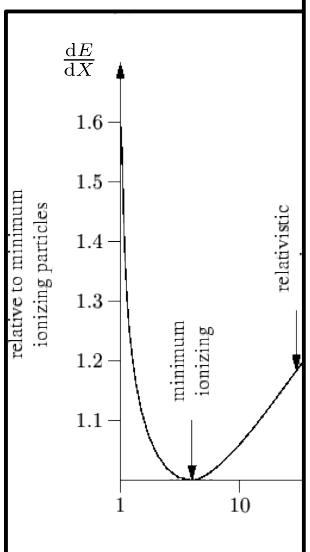




Breite eines Luftschauers:

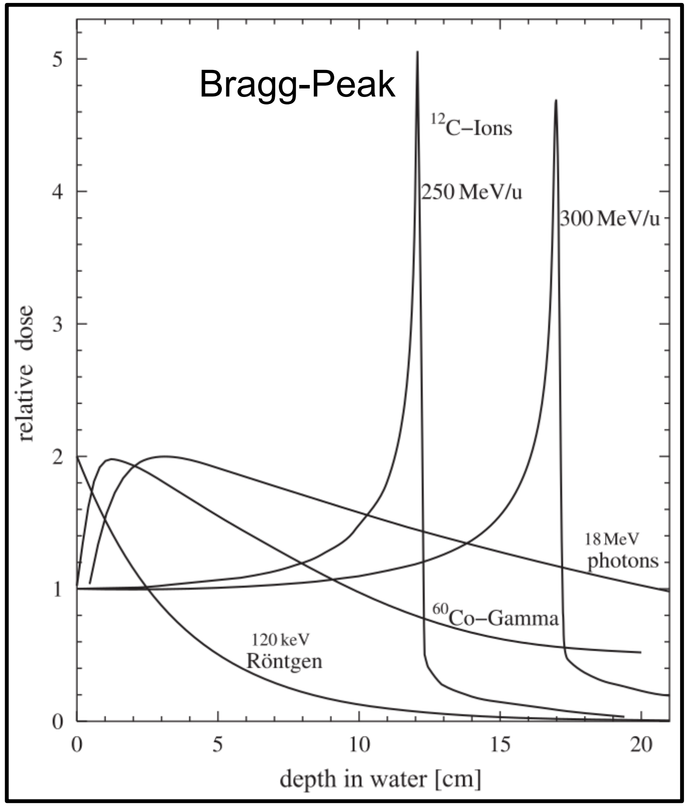
- Front i.A. nich





Mittlere Reichweite in Medium:

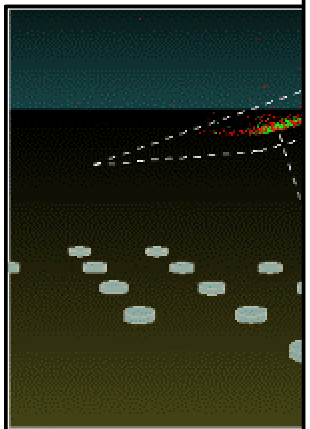
- Integration Bethe-Gleichung

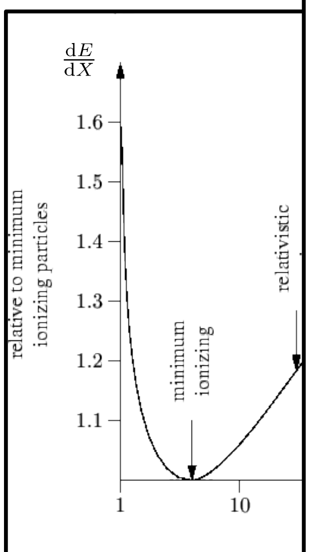


- Medizinische Anwendung in **Schwerionentherapie**

Breite eines Luftschauers:

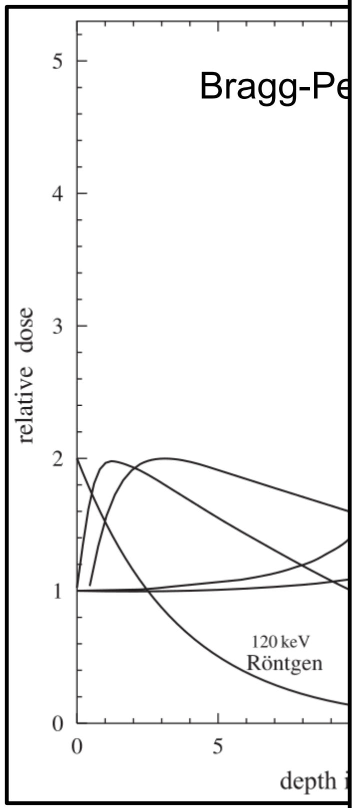
- Front i.A. nich





Mittlere Reichweite in Medium:

- Integration Bethe-

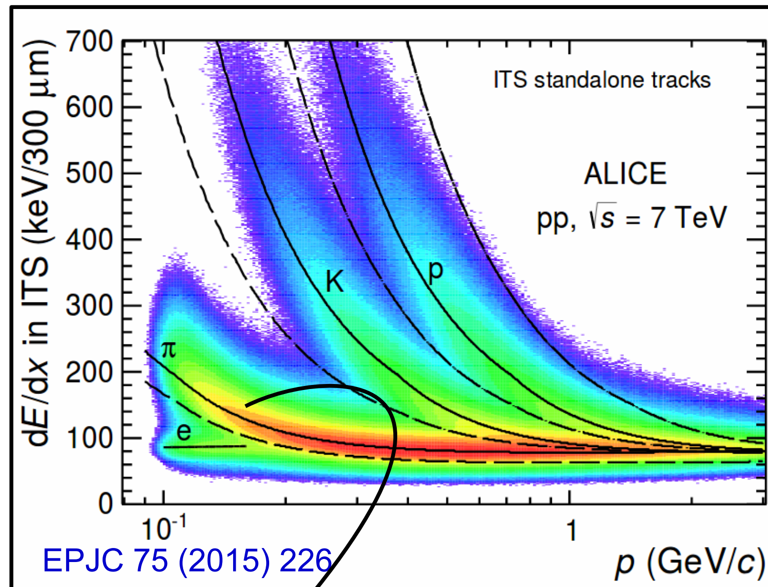


- Medizinische Anw
Schwerionenthera

Teilchenidentifikation in Experimenten der Teilchenphysik:

- Identifikation über Bestimmung der Teilchenmasse aus:

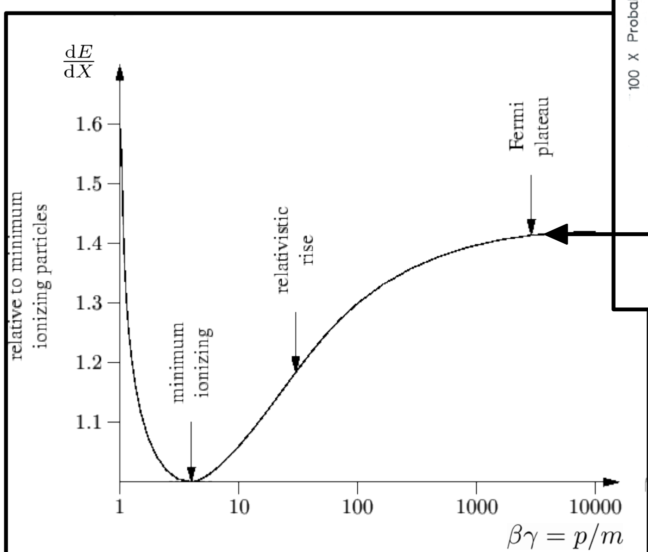
$$p = m\,\gamma\,\beta \rightarrow m = \frac{p}{\beta\,\gamma}$$

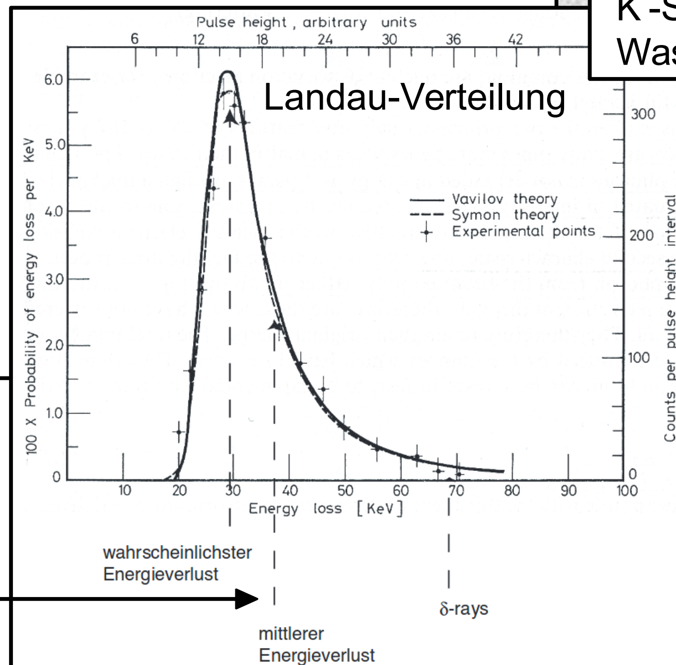


Bethe-Gleichung (Bereich kleiner $\beta\gamma$)

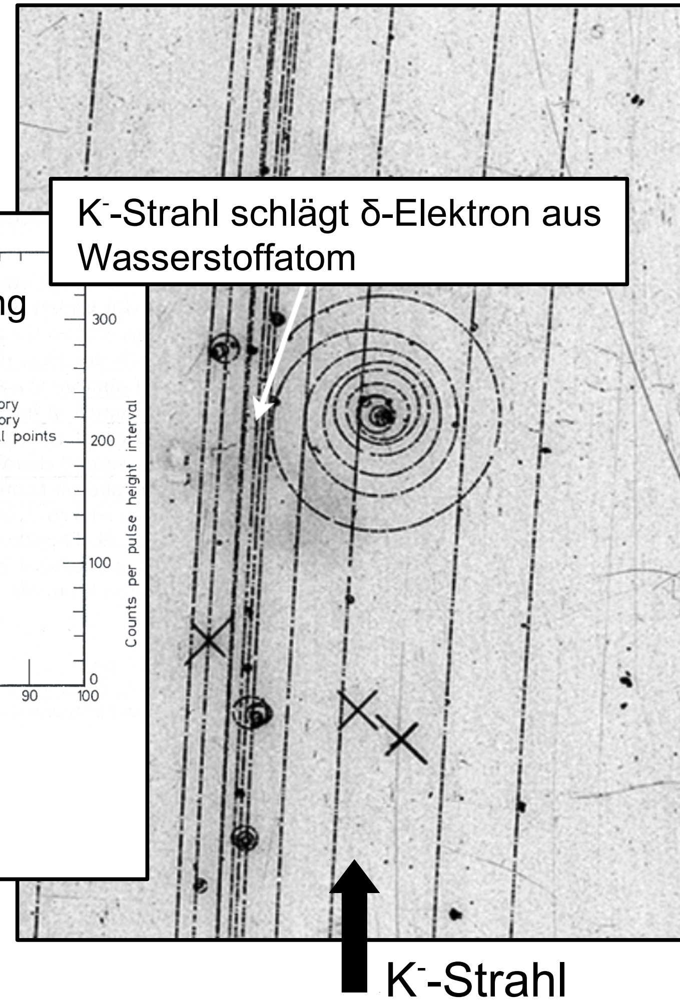
dE/dx Fluktuationen

- Bethe-Gleichung → **mittlerer Energieverlust**
- Insbesondere in dünnen Absorbern von Fall zu Fall asymmetrische Verteilungen
- Empirische Beschreibung durch **Landau-Verteilung**
- Physikalischer Grund: δ-Elektronen (s. rechts)





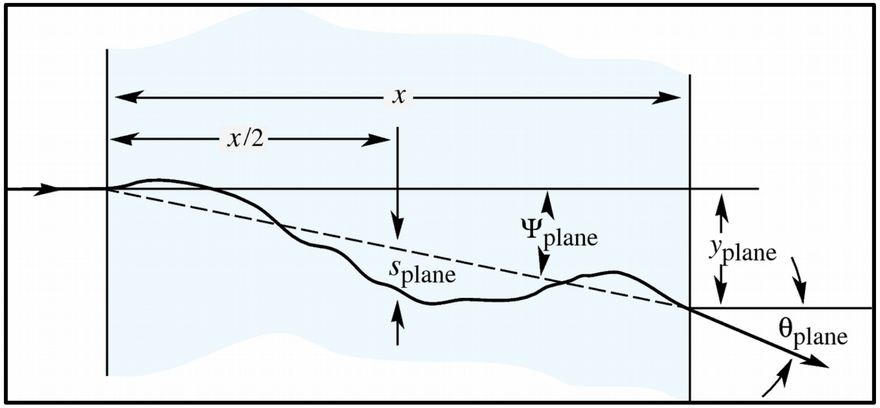
Blasenkammeraufnahme:



Vielfachstreuung

- Durch vielfache Coulomb-Streuung (**Vielfachstreuung**, engl. **multiple scattering**) → Änderung der Bewegungsrichtung

- Streuwinkel θ ungefähr nach Gauß verteilt (→ zentraler Grenzwertsatz)



- In der Ebene: $f(\theta') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta'^2}{2\theta_0^2}} \mathrm{d}\theta'$

- Breite der Streuwinkelverteilung nach Wegstrecke x in Materie:

$$\theta_0 \approx 13.6\,\mathrm{MeV}\frac{Z}{\beta\, c\, p}\sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

Z : Kernladungszahl Material

β : rel. Geschwindigkeit

p : Impuls einfallendes Teilchen

X_0 : Strahlungslänge (Anm.: Einführung auf slide 18)

Streuwinkel im CMS Spurdetektor:

$p(\pi) = 10$ GeV

$m(\pi) = 140$ MeV

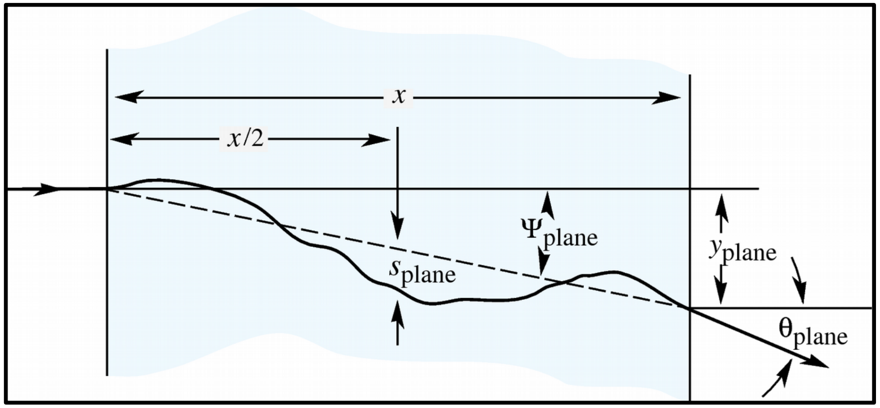
$Z(Si) = 14$

Wie groß ist der Streuwinkel für $x = X_0$?

Vielfachstreuung

- Durch vielfache Coulomb-Streuung (**Vielfachstreuung**, engl. **multiple scattering**) → Änderung der Bewegungsrichtung

- Streuwinkel θ ungefähr nach Gauß verteilt (→ zentraler Grenzwertsatz)



- In der Ebene: $f(\theta') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{\theta'^2}{2\theta_0^2}} \mathrm{d}\theta'$

- Breite der Streuwinkelverteilung nach Wegstrecke x in Materie:

$$\theta_0 \approx 13.6\,\mathrm{MeV} \frac{Z}{\beta\, c\, p} \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

Z : Kernladungszahl Material

β : rel. Geschwindigkeit

p : Impuls einfallendes Teilchen

X_0 : Strahlungslänge (Anm.: Einführung auf slide 18)

Streuwinkel im CMS Spurdetektor:

$p(\pi) \;=\; 10\ \mathrm{GeV}$

$m(\pi) = 140\ \mathrm{MeV}$

$Z(Si) = 14$

Wie groß ist der Streuwinkel für $x = X_0$? $\theta_0 \approx 1\ \mathrm{deg}$

Impuls-/Energie- & Spurauflösung oft durch Vielfachstreuung begrenzt.

Zusammenfassung: Energieverlust durch Ionisation

- Nachweis geladener Teilchen in Materie: **Lokalisation** und **Energiemessung**
- Wichtigster Mechanismus für alle geladenen Teilchen: **Energieverlust durch Ionisation** und Anregung des Nachweismaterials
- Erwarteter mittlerer Energieverlust: **Bethe-Gleichung**
- Fluktuationen in Energieverlust von Fall zu Fall (insb. in dünnen Absorberschichten) beschrieben durch **Landau-Verteilung**
- **Vielfachstreuung** oft limitierender Faktor für Bestimmung der Teilchentrajektorie

Kapitel 2.2: Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit Materie

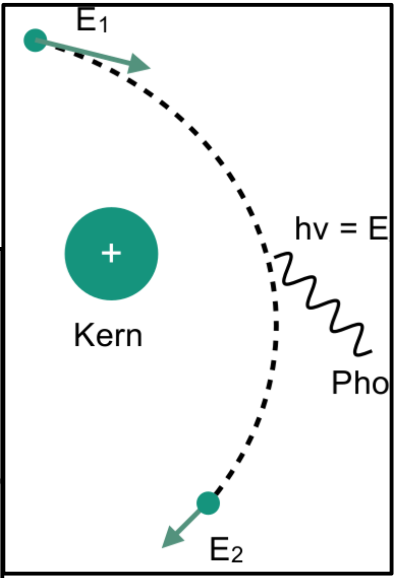
Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

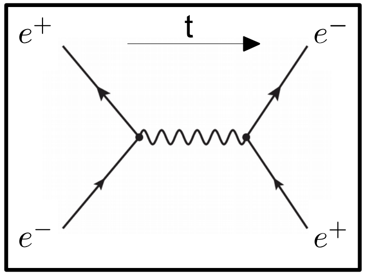
- **Zusätzlich zur Ionisation:**

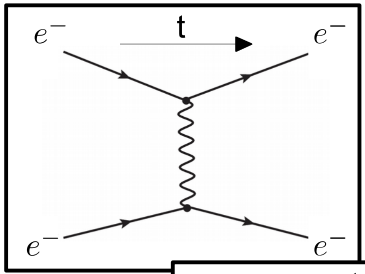
Niedrige Energien: ⟶ Hohe Energien: ⟶

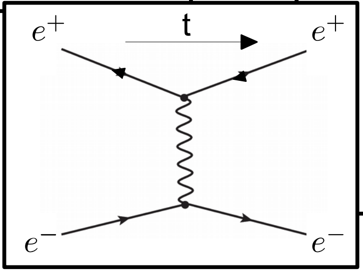
- Møller-Streuung (→ für e⁻)
- Bhabha-Streuung & Paarvernichtung (→ für e⁺)

- **Bremsstrahlung** (→ beschleunigte Ladung)

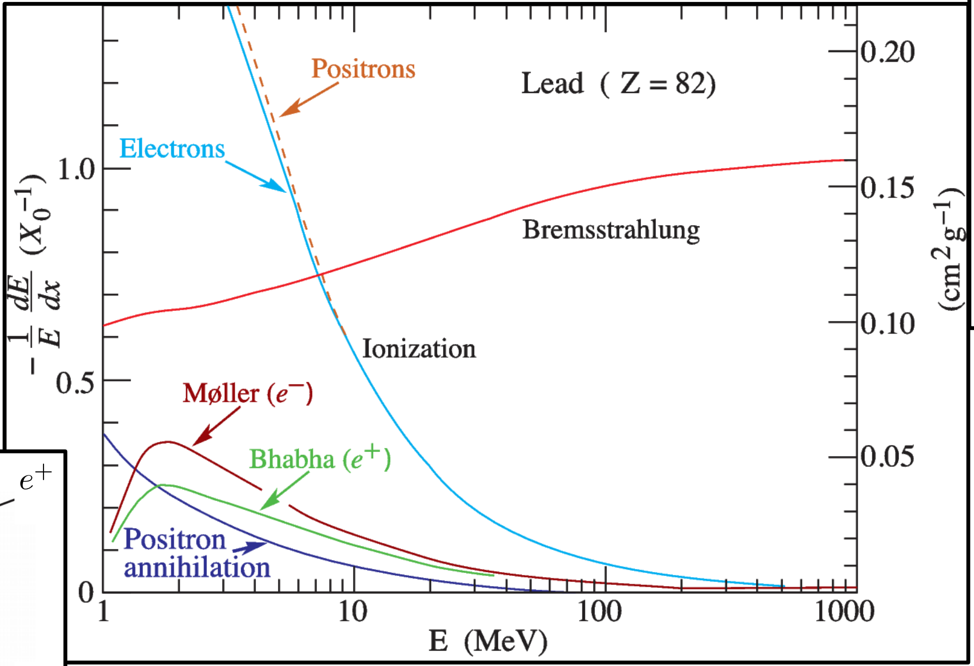








Können Sie die Prozesse zuordnen?



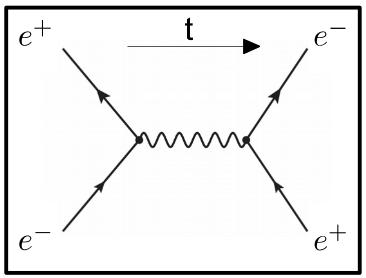
Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

- **Zusätzlich zur Ionisation:**

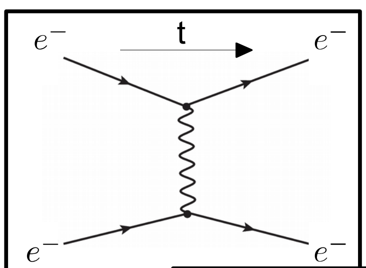
Niedrige Energien: ——— Hohe Energien: ——→

- Møller-Streuung (→ für e^-)
- Bhabha-Streuung & Paarvernichtung (→ für e^+)
- **Bremsstrahlung** (→ beschleunigte Ladung)

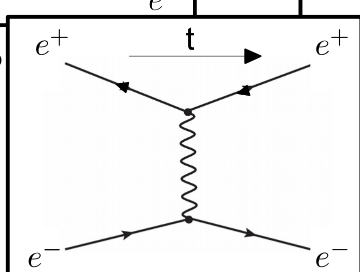
Annihilation



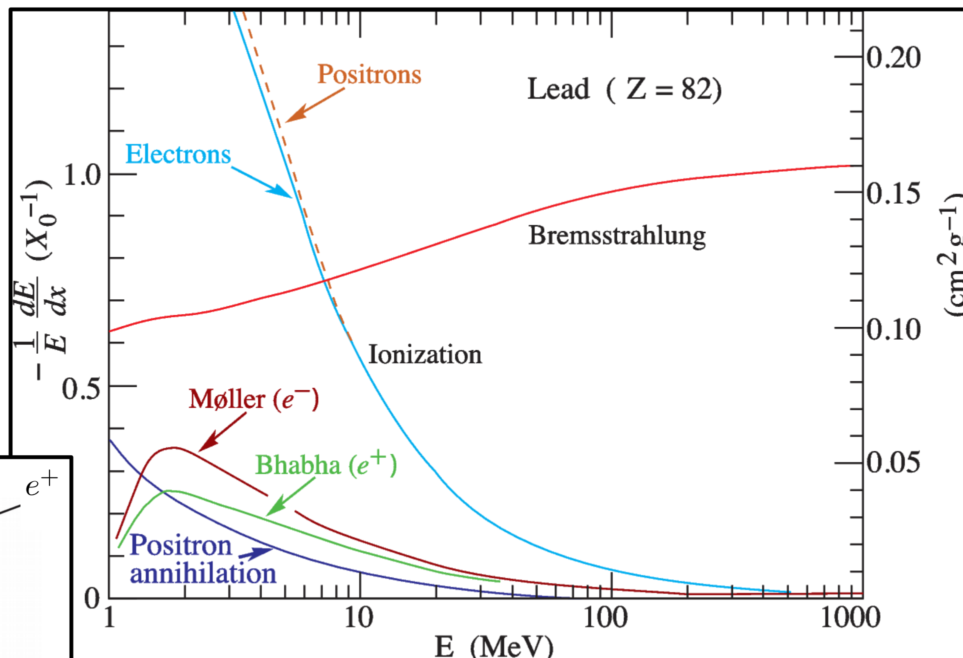
Møller-scattering

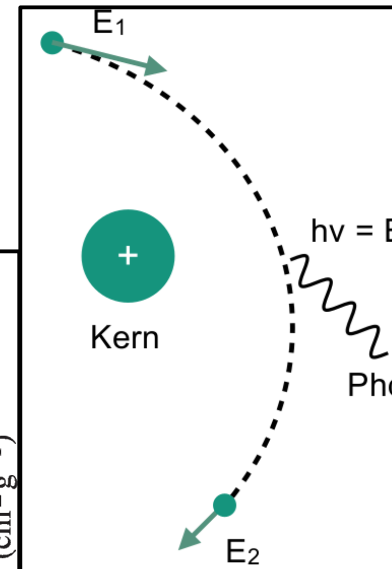


Bhabha-scattering



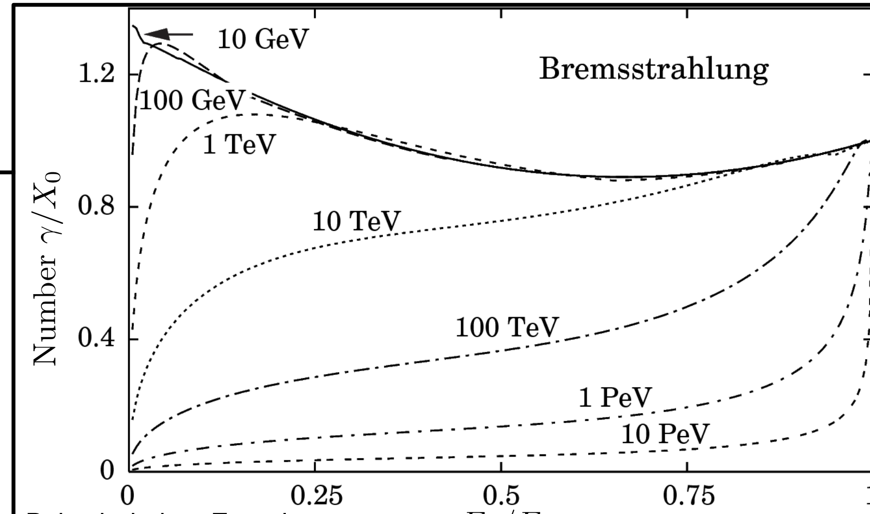
Können Sie die Prozesse zuordnen?





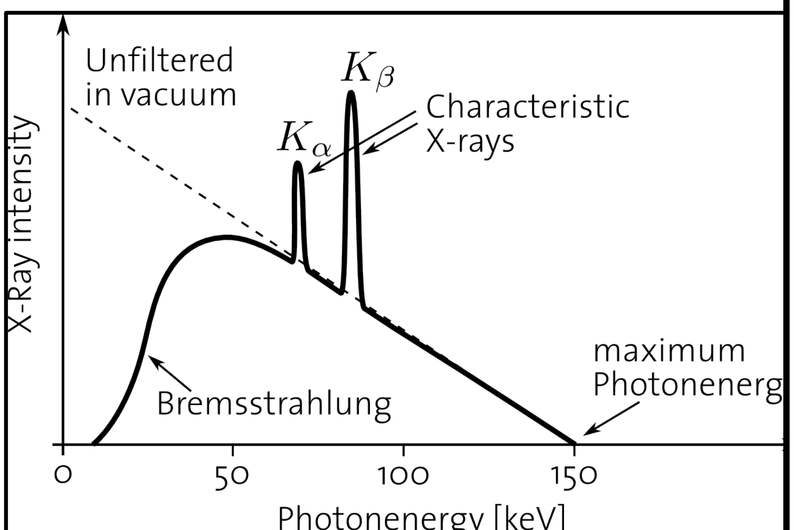
Bremsstrahlung

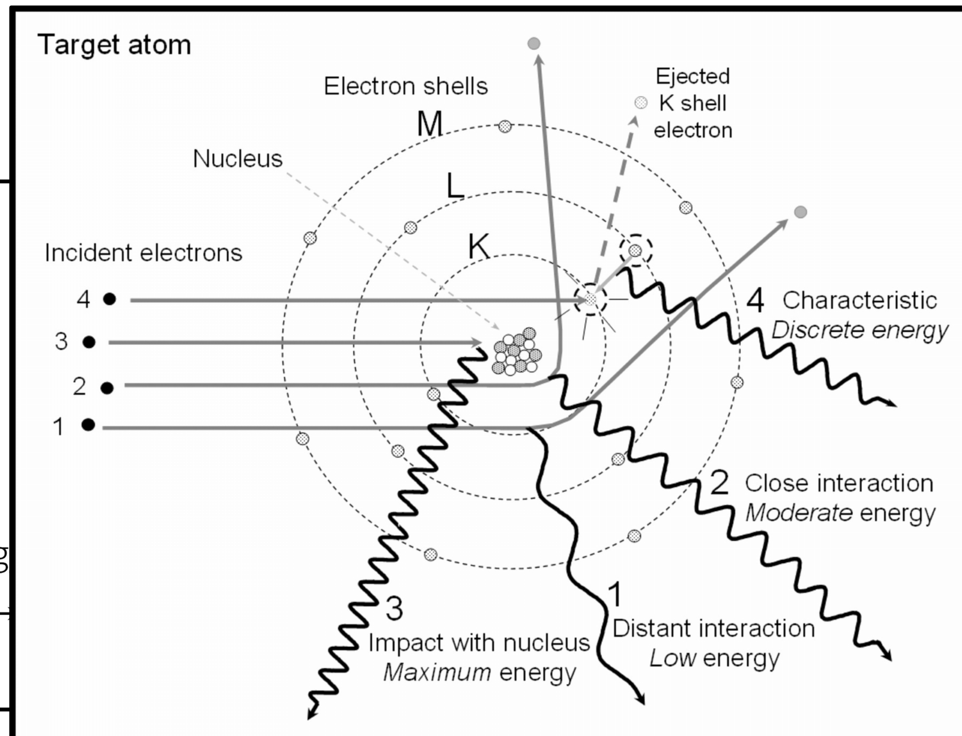
Bremsstrahlungsspektrum



Bei sehr hohen Energien

- **Kontinuierlich** bis zur maximalen Energie des Elektrons
- Zusätzlich charakteristische **monoenergetische Linien** durch Fluoreszenz des Detektormaterials





Strahlungslänge

- **Mittlerer Energieverlust** durch Bremsstrahlung (für Materialien mit großem Z):

$$\boxed{\begin{aligned} \left\langle\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X}\right\rangle_{\mathrm{Brem}} &= -4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A}\cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right)\cdot E = -\frac{E}{X_0} \\ X_0 &= \frac{1}{4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A}\cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right)} \quad \text{(Strahlungslänge)} \end{aligned}}$$

- Materialspezifische Größe, Einheiten: $[X_0] = \mathrm{g/cm^2}$

- Nach Durchqueren einer Strahlungslänge in einem bestimmten Material ist die Energie eines hochenergetischen Elektrons im Mittel auf den Bruchteil $1/e$ (e: Eulersche Zahl) abgefallen

- $X_0 \propto \frac{1}{Z^2} \rightarrow$ kürzere Strahlungslänge für Absorber mit höherer Kernladungszahl

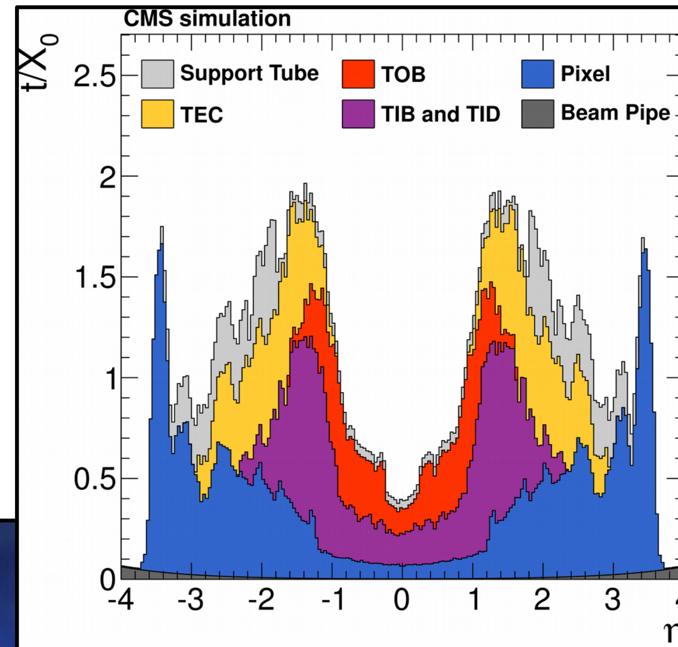
Strahlungslänge

- **Mittlerer Energieverlust** durch Bremsstrahlung (für Materialien mit großem Z):

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\text{Brem}} = -4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right) \cdot E = -\frac{E}{X_0}$$

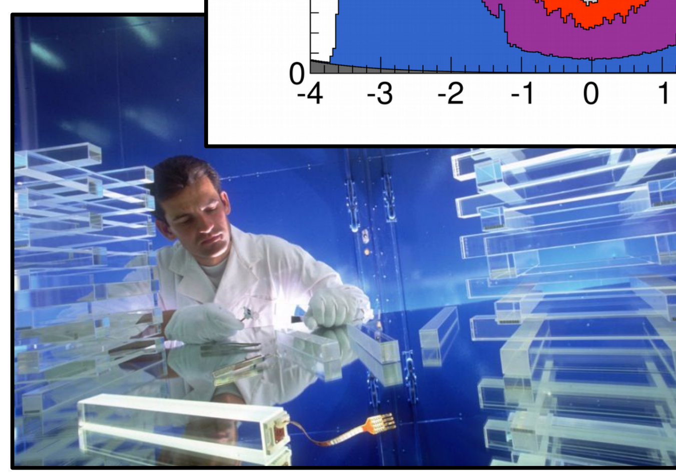
$$X_0 = \frac{1}{4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right)} \quad \text{(Strahlungslänge)}$$

Materialbudget CMS Tracker:



- Beispielwerte:

Material	X_0 in g/cm^2	X_0/ρ in cm
Si	21.82	9.37
LAr	19.55	14.00
Eisen	13.84	1.757
Blei	6.37	0.5612



CMS em Kalorimeter ($\mathrm{PbWO_4}$, $x/X_0 = 28$)

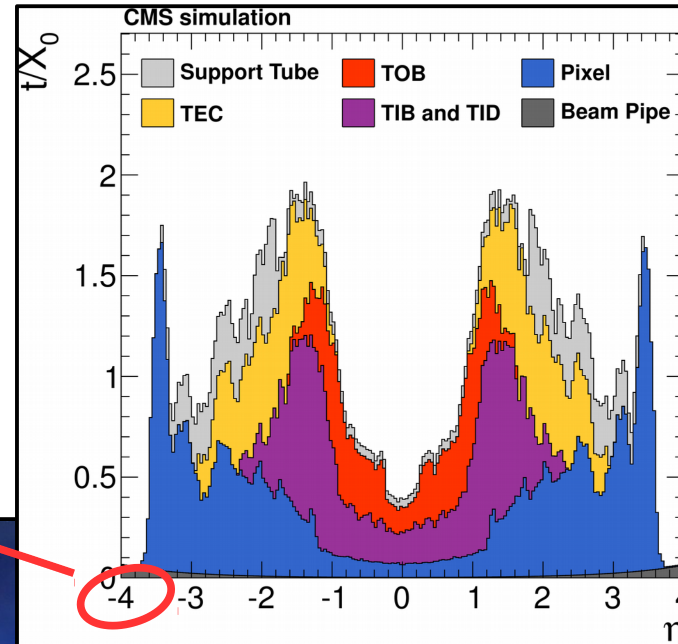
Strahlungslänge

- **Mittlerer Energieverlust** durch Bremsstrahlung (für Materialien mit großem Z):

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\mathrm{Brem}} = -4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right) \cdot E = -\frac{E}{X_0}$$

$$X_0 = \frac{1}{4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right)} \quad \text{(Strahlungslänge)}$$

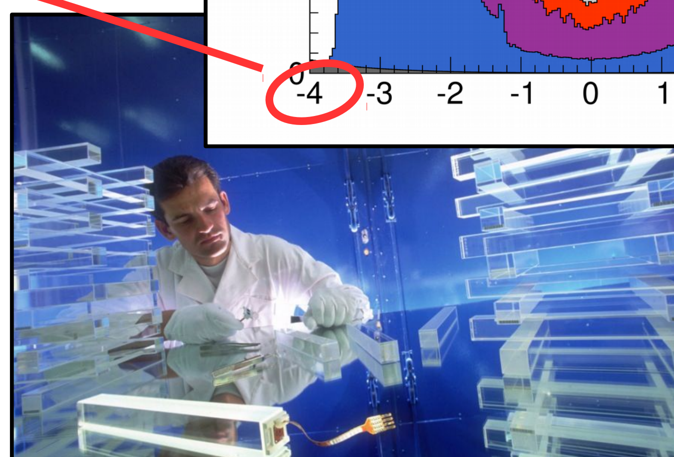
Materialbudget CMS Tracker:



- Beispielwerte:

Material	X_0 in g/cm^2	X_0/ρ in cm
Si	21.82	9.37
LAr	19.55	14.00

Welcher Winkelabdeckung entspricht $\eta = 4$?



CMS em Kalorimeter ($\mathrm{PbWO_4}$, $\mathrm{x/X_0} = 28$)

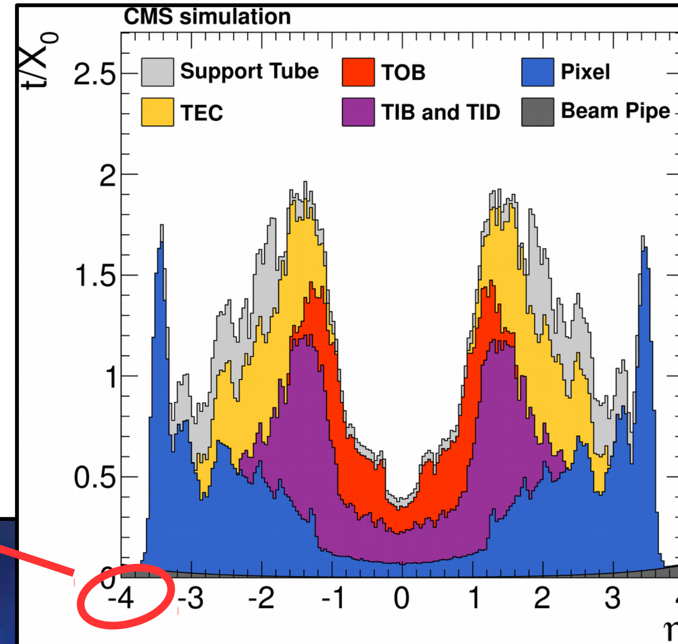
Strahlungslänge

- **Mittlerer Energieverlust** durch Bremsstrahlung (für Materialien mit großem Z):

$$\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}X} \right\rangle_{\mathrm{Brem}} = -4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right) \cdot E = -\frac{E}{X_0}$$

$$X_0 = \frac{1}{4\,\alpha\, r_e^2 N_A\, \frac{Z^2}{A} \cdot \ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}}\right)}$$ (Strahlungslänge)

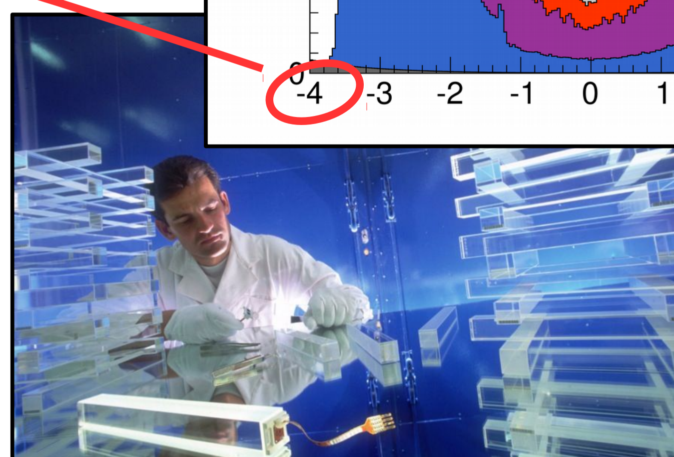
Materialbudget CMS Tracker:



- Beispielwerte:

Material	X_0 in g/cm^2	X_0/ρ in cm
Si	21.82	9.37
LAr	19.55	14.00

Welcher Winkelabdeckung entspricht $\eta = 4$?
$\Delta\eta = [2.09; 177.9]$ deg

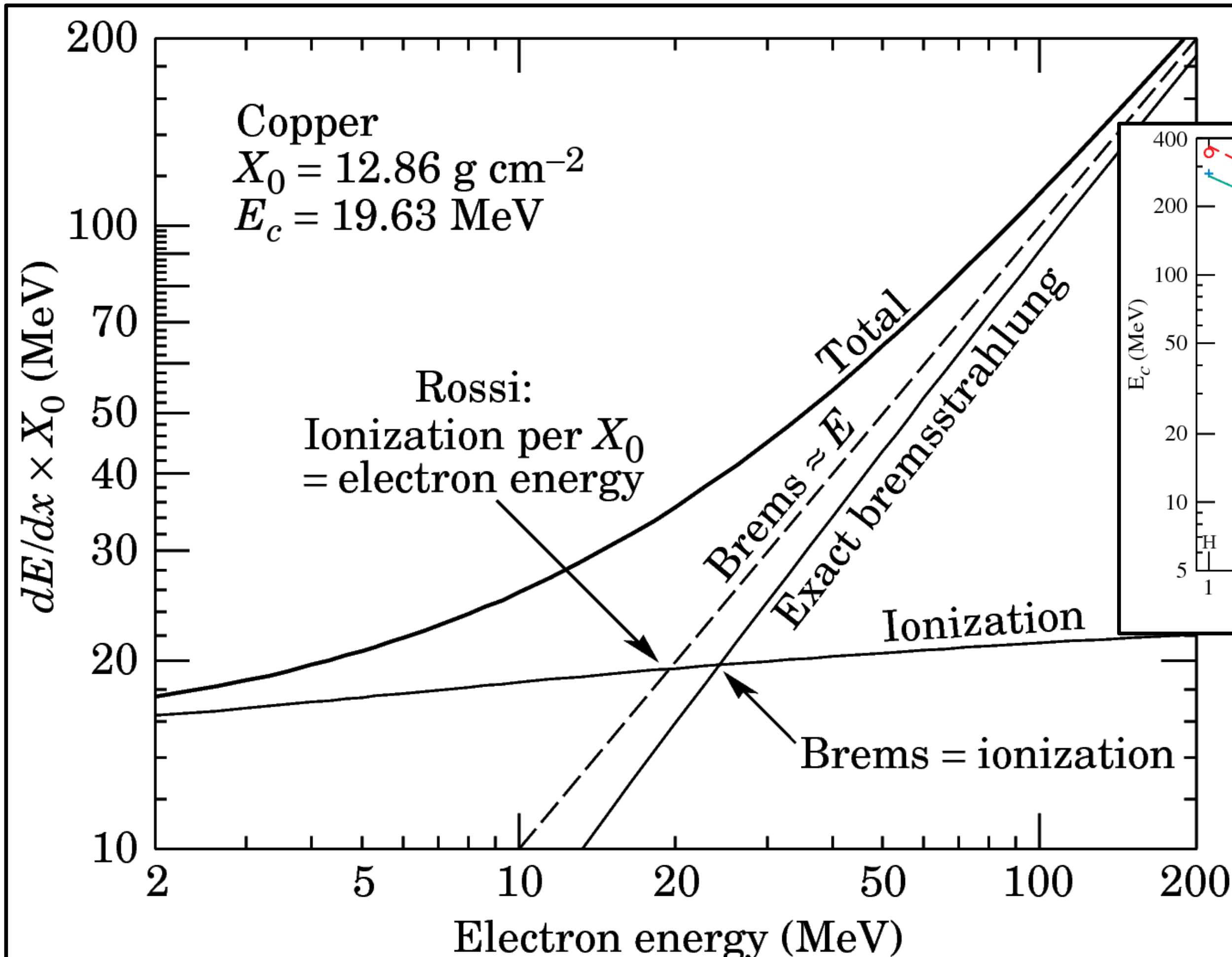


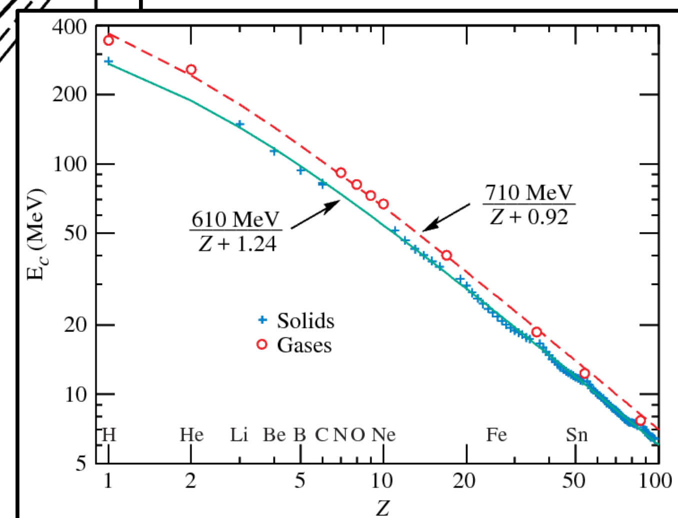
CMS em Kalorimeter ($\mathrm{PbWO_4}$, $\mathrm{x}/\mathrm{X_0} = 28$)

Kritische Energie

- E_c : Energieverlust durch Ionisation = Energieverlust durch Bremsstrahlung
- Faustformel für Materialabhängigkeit von E_c in Festkörpern: $E_c \approx \frac{610\,\mathrm{MeV}}{Z+1.24}$ (Festkörper)

$E_c \approx \frac{710\,\mathrm{MeV}}{Z+0.92}$ (Gase)



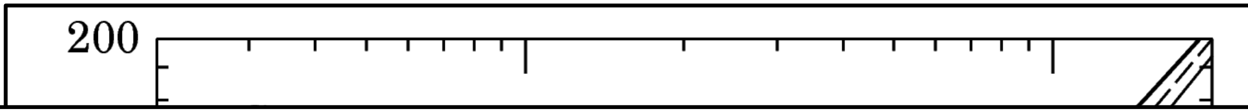


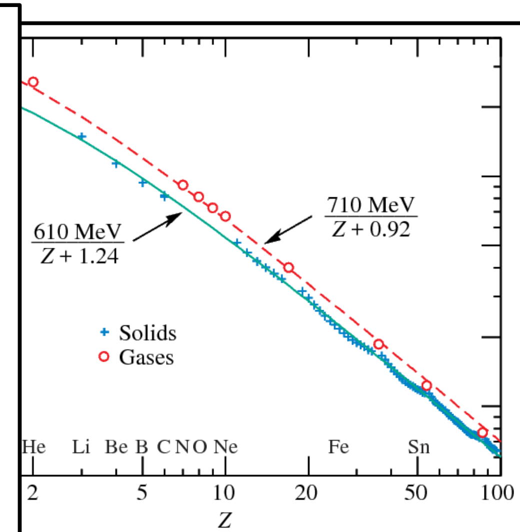
Genauere Werte
i.a. tabelliert

Kritische Energie

- E_c : Energieverlust durch Ionisation = Energieverlust durch Bremsstrahlung
- Faustformel für Materialabhängigkeit von E_c in Festkörpern: $E_c \approx \frac{610\,\mathrm{MeV}}{Z+1.24}$ (Festkörper)

$E_c \approx \frac{710\,\mathrm{MeV}}{Z+0.92}$ (Gase)





enauere Werte
a. tabelliert

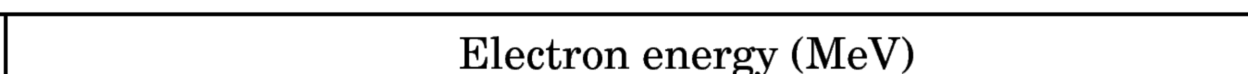
Kritische Energie im em Kalorimeter von CMS:

$Z(W) = 74 \qquad X_0 = 6.67\ \mathrm{g/cm^{-2}}$

$p(e^-) = 30\ \mathrm{GeV}$

Wie groß ist die kritische Energie von Wolfram?

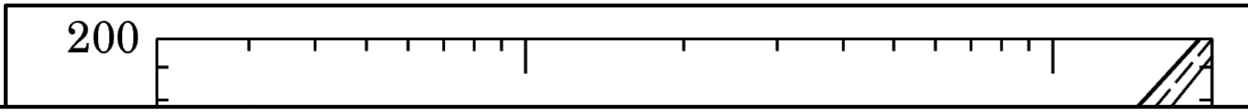
Nach wieviel Strahlungslängen erreicht das e^- E_c ?

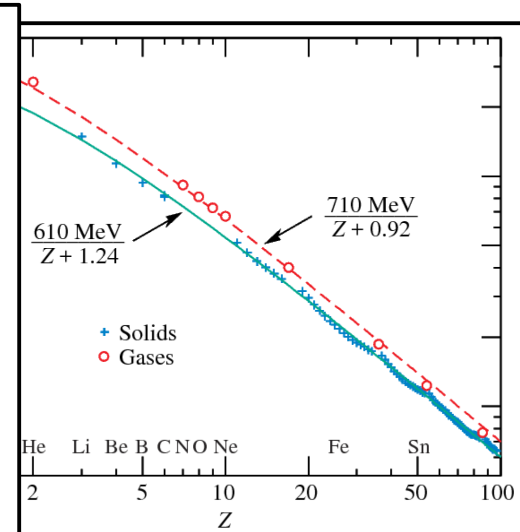


Kritische Energie

- E_c : Energieverlust durch Ionisation = Energieverlust durch Bremsstrahlung
- Faustformel für Materialabhängigkeit von E_c in Festkörpern: $E_c \approx \frac{610\,\mathrm{MeV}}{Z+1.24}$ (Festkörper)

$E_c \approx \frac{710\,\mathrm{MeV}}{Z+0.92}$ (Gase)





enauere Werte
a. tabelliert

Kritische Energie im em Kalorimeter von CMS:

$Z(W) = 74 \qquad X_0 = 6.67\ \mathrm{g/cm^{-2}}$

$p(e^-) = 30\ \mathrm{GeV}$

Wie groß ist die kritische Energie von Wolfram?

$E_c = 8.11(7.94)\ \mathrm{MeV}$ (Wert in Klammern aus Tabelle)

Nach wieviel Strahlungslängen erreicht das e^- E_c ?

$$\frac{p(e^-)}{E_c} = 0.0027 \qquad x/X_0 = -\ln\left(\frac{p(e^-)}{E_c}\right) = 8.216$$

Gliederung der Vorlesung

YOU ARE HERE