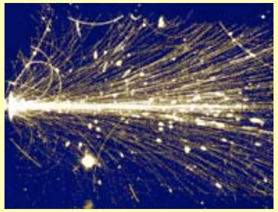
2. Wechselwirkung von Teilchen / Strahlung mit Materie

Detektoren in der Hochenergiephysik

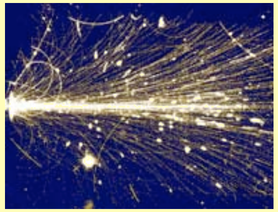
Univ.Doz.DI.Dr. Manfred Krammer

Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien

2. Wechselwirkung von Teilchen / Strahlung mit Materie – Inhalt



2. Wechselwirkung von Teilchen / Strahlung mit Materie – Allgemeines

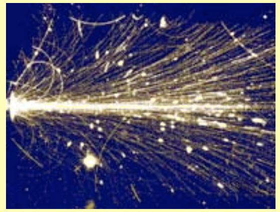


Hochenergetische Teilchen können bei ihrem Durchgang durch Materie auf verschiedenste Arten mit dem Target wechselwirken und dadurch Energie verlieren. Für die gesamte Energieverlustrate (=Energieverlust pro Wegeinheit) müssen die Beiträge von allen Prozessen addiert werden:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{pair}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{photonucl}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{photoeff}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{compton}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{hadron}}$$

Je nach Teilchenart und -energie sind bestimmte Prozesse dominant bzw. können manche Prozesse nicht auftreten. So können z.B. nur geladene Teilchen mit Hüllenelektronen kollidieren und so Ionisationsverluste erleiden. Bremsstrahlung ist insbesondere für Elektronen und Positronen von Bedeutung. Photoeffekt und Comptoneffekt treten nur bei Photonen auf, hadronischer Energieverlust (d.h. durch starke Ww. mit Targetkernen) nur bei Hadronen.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen
Allgemeines



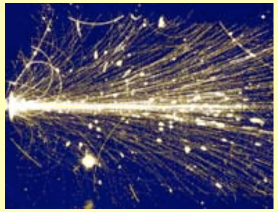
Wichtigster Punkt: Der Nachweis neutraler Teilchen erfolgt in der Regel ebenfalls über die Erzeugung geladener Teilchen.

Nur die elektromagnetische Wechselwirkung ist hier von Bedeutung.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie kann es zu folgenden Vorgängen kommen:

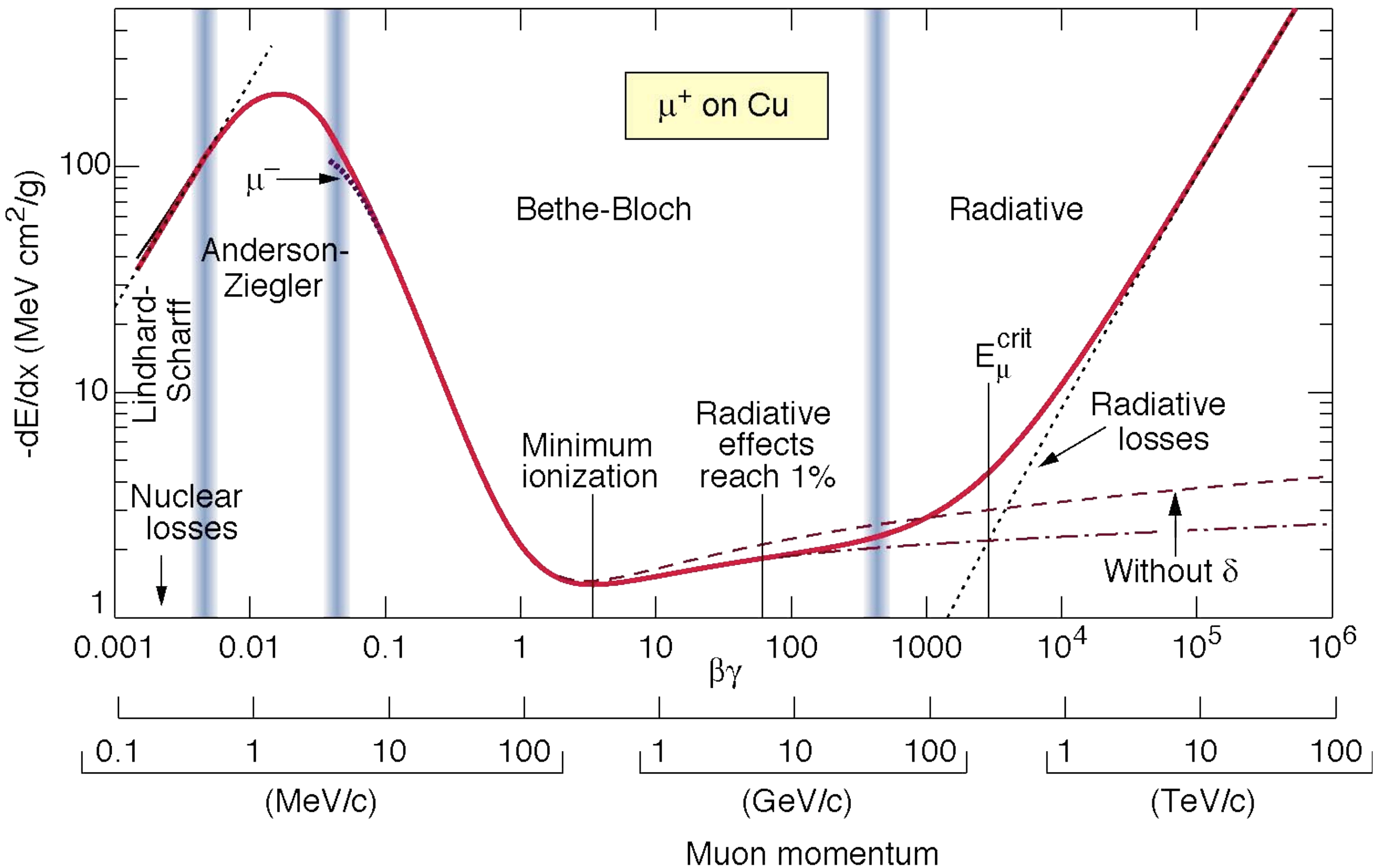
- ✭ Ionisation der Detektoratome
- ✭ Anregung der Detektoratome
- ✭ Bremsstrahlung (relevant für Elektronen/Positronen)
- ✭ Čerenkov-Strahlung
- ✭ Übergangsstrahlung

All diese Vorgänge tragen zum Energieverlust von Teilchen in Materie bei. Je nach Art und kinetischer Energie des Projektils ist ihr Anteil am Gesamtenergie-verlust unterschiedlich hoch.

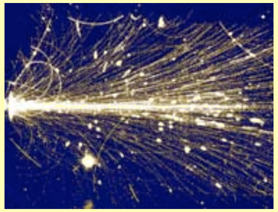


Energieverlust(rate), *dE/dx*-Kurven

Gesamte Energieverlustrate *-dE/dx* für Myonen in Kupfer. Je nach Projektilenergie sind verschiedene Verlustmechanismen von Bedeutung.



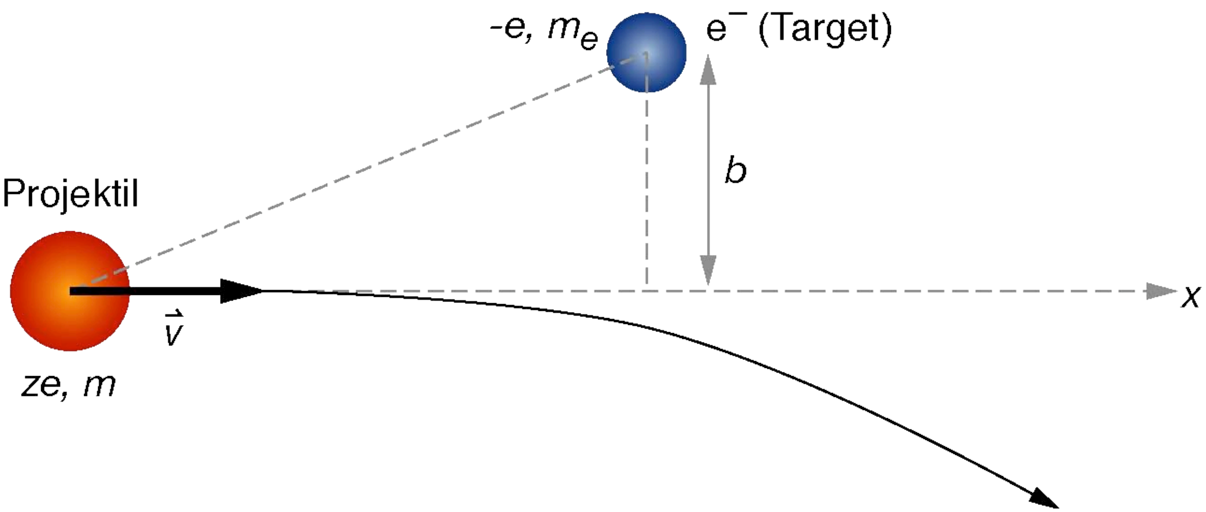
Quelle: Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **592** (2004)



Betrachte den Energieverlust *dE/dx* eines **schweren** ($m \gg m_e$), geladenen Teilchens durch Streuung an einem Hüllenelektron eines Targetatoms.

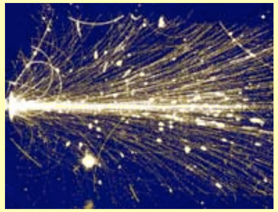
Annahmen:

- ✭ Hüllenelektron sei stets in Ruhe, d.h. die ursprüngliche Bahnbewegung und der Rückstoß werden außer Acht gelassen (d.h. kurze Stoßdauer)
- ✭ Bindung des Elektrons an den Atomkern wird vernachlässigt (d.h. Energieübertrag >> Bindungsenergie eines Hüllenelektrons)



2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Klassische Ableitung nach Bohr – 2



Der Impulsübertrag ergibt sich aus dem Zeitintegral der durch das elektrische Feld des Projektils auf das Target einwirkenden Kraft.

Für die longitudinalen bzw. transversalen Komponenten des E-Feldes gilt:

$$\mathrm{E}_\ell(-x) = -\mathrm{E}_\ell(x) \qquad \text{und} \qquad \mathrm{E}_t(-x) = \mathrm{E}_t(x)$$

Daher heben sich die longitudinalen Komponenten im Impulsübertrag gegenseitig auf, es bleibt lediglich der Transversalanteil:

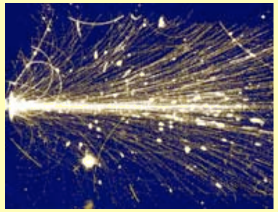
$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} F\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} e\mathrm{E}_t\,dt = e\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{E}_t \frac{dt}{dx}\,dx = e\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{E}_t \frac{1}{v}\,dx$$

Mit dem Gauß´schen Gesetz erhält man:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{E}_t\, 2\pi b\,dx = 4\pi\, ze \qquad \rightarrow \qquad \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{E}_t\,dx = \frac{2ze}{b}$$

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Klassische Ableitung nach Bohr – 3



Man erhält also für den Impulsübertrag:

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{vb}$$

Und für den Energieübertrag auf das Elektron:

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2}$$

Eine Elektronendichte von n_e im Target ergibt daher einen Energieverlust von:

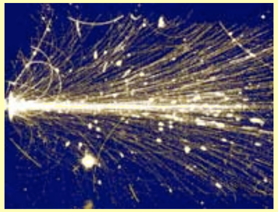
$$-dE(b) = \Delta E(b)\, n_e\, dV = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} n_e\, 2\pi b\, db\, dx$$

Nach Integration von b_{min} bis b_{max} erhält man daraus:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Klassische Ableitung nach Bohr – 4



Die Abschätzung des minimalen Stoßparameters b_{min} folgt aus dem kinematischen Limit. Eine frontale Kollision liefert den maximalen Energieübertag von :

$$\Delta E_{max} = \tfrac{1}{2} m_e (2v)^2 \gamma^2$$

Mit der oben abgeleiteten Beziehung

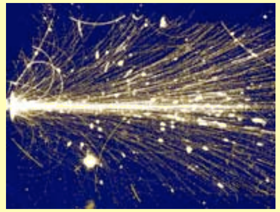
$$\Delta E(b) = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2}$$

ergibt sich daraus:

$$b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2}$$

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Klassische Ableitung nach Bohr – 5



Die Abschätzung des maximalen Stoßparameters b_{max} folgt aus dem Prinzip der adiabatischen Invarianz:

Die Targetelektronen sind in Atomen gebunden und "umkreisen" die Atom-kerne mit einer mittleren Orbitalfrequenz $\bar{\nu}$.

Damit ein Energieübertrag stattfindet, muß die Zeitdauer der Störung, Δt, kürzer sein als die Periodendauer τ:

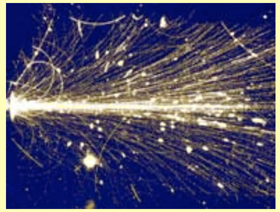
$$\Delta t = \frac{b}{\gamma v} \leq \tau = \frac{1}{\bar{\nu}}$$

Daraus folgt:

$$b_{max} = \frac{\gamma v}{\bar{\nu}}$$

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Klassische Ableitung nach Bohr – 6



Einsetzen der Grenzen für den Stoßparameter in die Formel für den Energieverlust sowie Substitution von:

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

N_A … Avogadrozahl
ρ … Targetdichte
Z … Ordnungszahl des Targets
A … Massenzahl des Targets

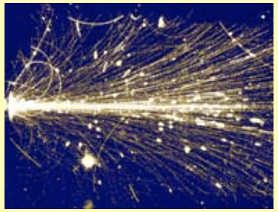
für die Elektronendichte des Targetmaterials, ergibt schließlich die klassische Formel von Bohr:

$$\boxed{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_A \rho \frac{Z}{A} \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{z e^2 \overline{\nu}}}$$

Diese Formel beschreibt den Energieverlust für schwere Teilchen (Protonen, α-Teilchen, ...) durch Anregung und Ionisation. Für leichte Teilchen müssen Quanteneffekte berücksichtigt werden.

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Bethe-Bloch(-Sternheimer)-Formel



Die quantenmechanisch korrekte Berechnung des Energieverlustes durch Anregung und Ionisation erfolgt durch die Bethe-Bloch(-Sternheimer)-Formel:

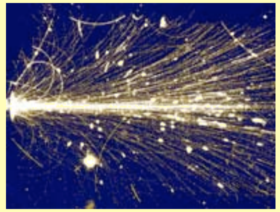
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]$$

$$\beta = \frac{v}{c}, \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad r_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$$ … klassischer e^- – Radius

z	…	Ladung des einfallenden Teilchens
Z, A	…	Ordnungszahl und Massenzahl des Targets
ρ	…	Targetdichte, N_A … Avogadrozahl
I	…	mittleres Ionisationspotential (Materialkonstante des Targets)
W_{max}	...	max. Energieübertrag in einer Einzelkollision
δ	…	Dichtekorrektur (Polarisationseffekt, $\delta \approx 2 \cdot \ln\gamma + K$)
C	…	Schalenkorrektur (wichtig für kleine Projektilgeschwindigkeiten)

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

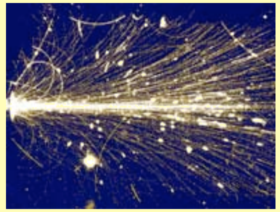
Bemerkungen zur Bethe-Bloch(-Sternheimer)-Formel – 1



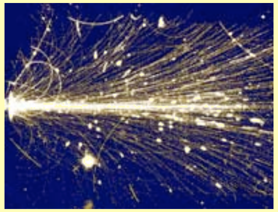
- ✯ Beim Energieverlust handelt es sich um einen statistischen Vorgang.
- ✯ Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den mittleren Energieverlust durch Ionisation und Anregung und gilt für alle Teilchen außer für e^- und e^+. Für sie gilt wegen Gleichheit der Massen eine eigene Stoßkinematik. Für e^- muß überdies die Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner berücksichtigt werden.
- ✯ Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den Energieverlust sehr gut im Bereich $0.1 < \gamma\beta < 100$.
- ✯ Die “triviale” Ableitung unterscheidet sich von der Bethe-Bloch-Formel numerisch durch einen Faktor 2. Der “fehlende” Faktor in der Formel nach Bohr ergibt sich durch die mangelhafte Berücksichtigung von Fernstößen.
- ✯ Für die qm. Beschreibung des Energieverlustes gibt es verschiedene Varianten der *dE/dx*-Formel. Diese entstehen durch unterschiedliche Parametrisierung der Fernstöße, d.h. jenes Energieverlustes, bei dem die Bindung der e^- in den Atomhüllen nicht vernachlässigbar ist.

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Bemerkungen zur Bethe-Bloch(-Sternheimer)-Formel – 2

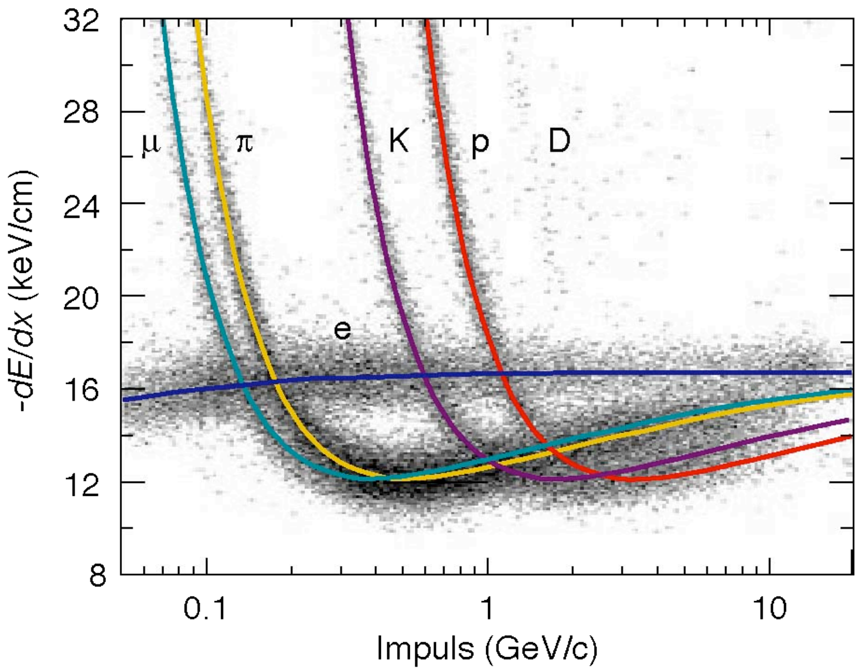


- Die *dE/dx* Kurve nach Bethe-Bloch-Sternheimer weist 3 Bereiche auf:
  1. Bei niedrigen Energien ein $(1/\beta)^2$-Abfall bis zu einem Minimum (bei $\beta\gamma$ ca. 3–3.5). Teilchen an diesem Punkt werden minimal ionisierende Teilchen (mip = minimum ionising particle) genannt.
  2. Danach ein logarithmischer Anstieg mit zunehmender Teilchenenergie, der sogenannte "relativistische Anstieg".
  3. Für hohe Energien ergibt sich ein Plateau ("Fermi-Plateau"), der Energieverlust erreicht einen Sättigungswert. Dies entsteht durch die Polarisationseffekte (Dichtekorrektur).
- Meist wird statt Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$ angegeben (trotzdem meist einfach nur *dE/dx* genannt, dann mit $dx = \rho \cdot ds$ als sogenannter Massenbelegung, *ds* dabei die Wegstrecke in [cm], ρ die Dichte in [g/cm^3]).
- $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$ für ein mip ist nur schwach vom Absorbermaterial abhängig und beträgt meist **ca. 2 MeVg^{-1}cm^2**. (H: ≈ 4 MeVg^{-1}cm^2,U: ≈ 1 MeVg^{-1}cm^2)



dE/dx-Kurven für verschiedene Teilchen

Gesamte Energieverlustrate*, *-dE/dx* (=stopping power), für verschiedene Teilchen, gemessen in der PEP4/9-TPC (Ar–CH4 = 80:20 @ 8.5 atm)



Quelle: Carsten Niebuhr, *DESY Summer Student Lecture*, 2004

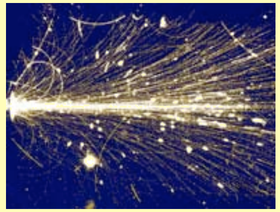
* d.h. nicht nur Verlust durch Kollision, sondern auch Bremsstrahlung etc.

Beachte:

★ *dE/dx* für "schwere" Teilchen wird in diesem Impulsbereich gut durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, d.h hier dominiert der Energieverlust durch Ionisation und Anregung von Targetelektronen.

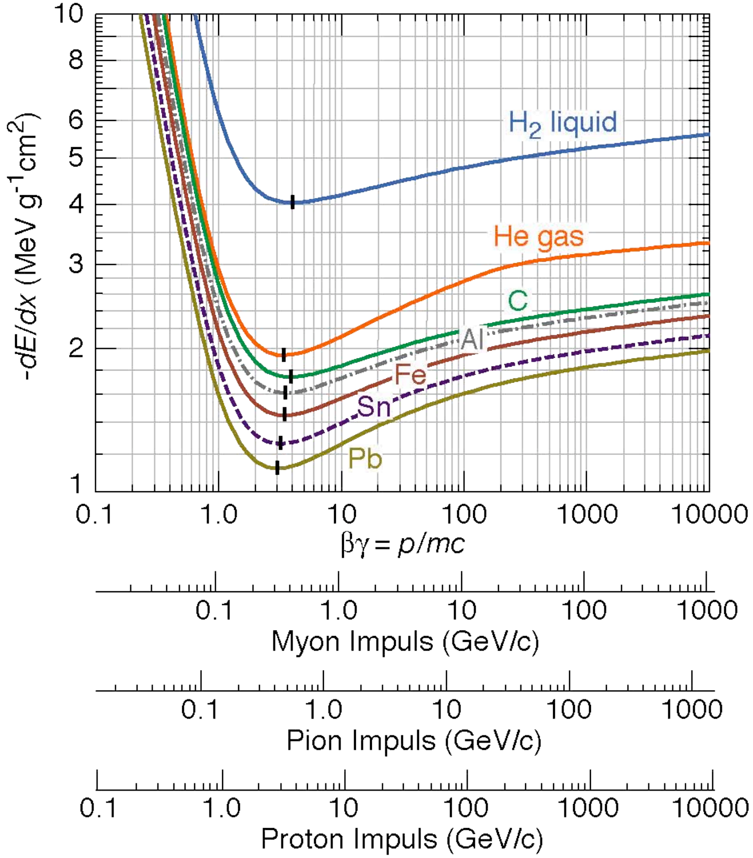
☆ *dE/dx* für e^- folgt *nicht* der Bethe-Bloch-Formel!

2.1.1 Energieverlust durch Kollision
dE/dx-Kurven für verschiedene Targetmaterialien



spezifischer Energieverlustrate durch Ionisation*

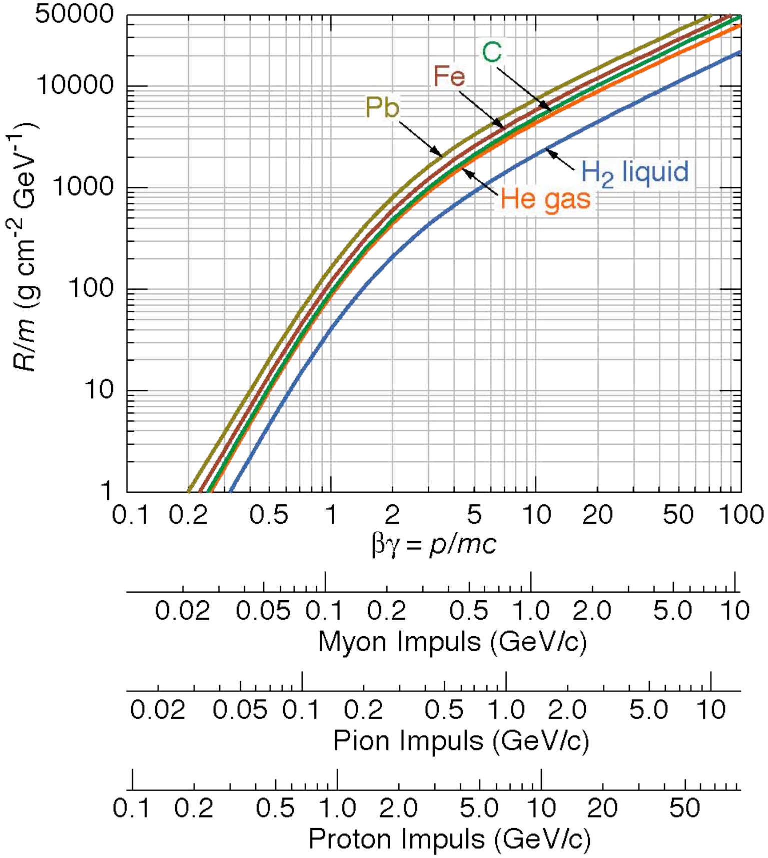
* d.h. *ohne* Bremsstrahlungsverluste



Quelle: Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **592** (2004)

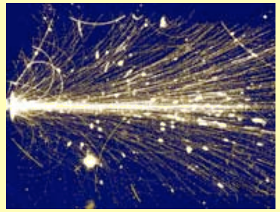
spezifische mittlere Reichweite‡

‡ eigentlich R/m, m … Projektilmasse



2.1.1 Energieverlust durch Kollision

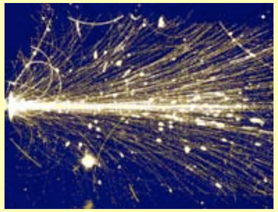
Statistik des Energieverlustes: Landau-Verteilung



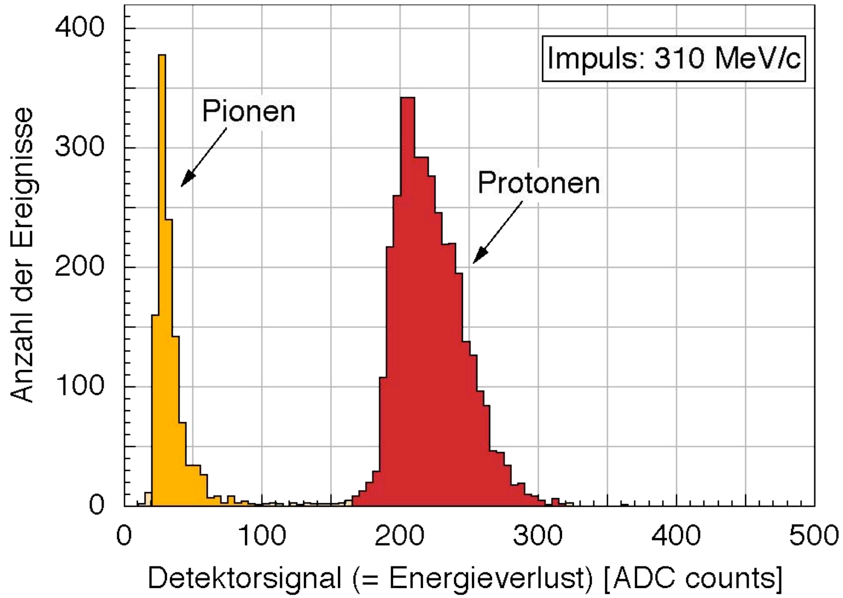
- ★ Der Energieverlust ist ein statistischer Prozess. Die Verteilungsfunktion ist im Allgemeinen asymmetrisch, da Kollisionen mit kleinem Energieübertrag wahrscheinlicher sind als solche mit großem Energieübertrag.
- ✯ Der “Schwanz” bei hohen Energieüberträgen kommt von (selten auftretenden) Kollisionen mit kleinen Stroßparametern, bei welchen e^- mit großen Energien (keV), sogenannte δ-Elektronen, freigesetzt werden.
- ✯ Durch die Asymmetrie ist der mittlere Energieverlust höher als als der wahrscheinlichste Energieverlust.
- ✯ Für dünne Absorber kann der Energieverlust durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden.
- ✯ Für dicke Absorber geht die Landau-Verteilung allmählich in eine Gauß-Verteilung über.

2.1.1 Energieverlust durch Kollision

Beispiele für Landau-Verteilungen

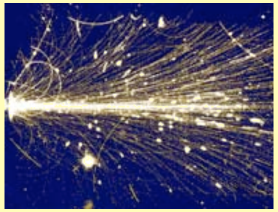


Energieverlust-Statistik
für Pionen und Protonen:



Quelle: W. Adam et al., CMS note 1998/092 (1998)

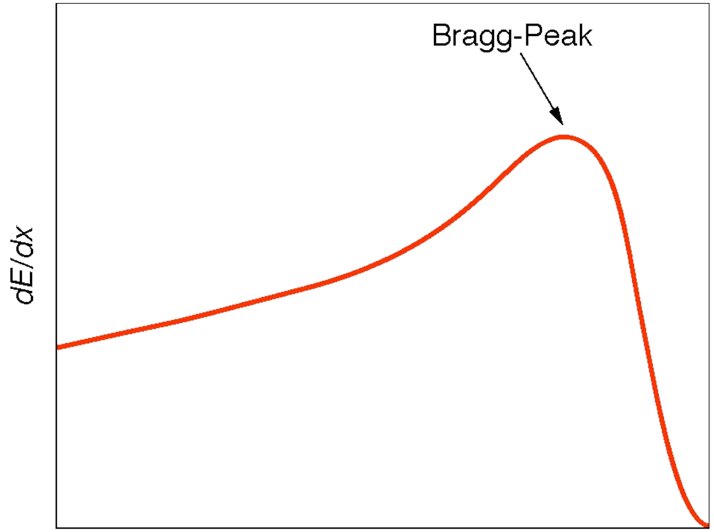
2.1.1 Energieverlust durch Kollision



Bragg-Kurve

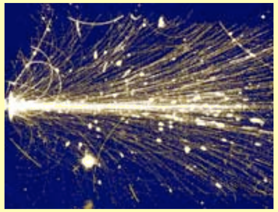
- ✯ Anzahl der Kollisionen und Energieverlust variieren von Teilchen zu Teilchen (statistischer Prozess). Man kann daher für jede Projektil/Target-Kombination nur eine mittlere Eindringtiefe angeben.
- ✯ Der Energieverlust eines Projektils in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in das Target wird Bragg-Kurve genannt.
- ✯ Mit Eindringen in Materie wird das Projektil langsamer. Dadurch steigt der Energieverlust (siehe Bethe-Bloch-Kurve).
  → Größter Ionisationsverlust nahe am Ende der Spur. = Bragg-Peak
  (Dies wird z.B. bei der Tumorbestrahlung in der Medizin genutzt.)

Beispiel für eine Bragg-Kurve:



(schematisch)

2.1.2 Energieverlust von Elektronen und Positronen – 1



$e^{\pm}$ haben eine Sonderstellung durch ihre geringe Masse:

$$m_e \approx 511\ \mathrm{keV/c^2} \qquad (m_\mu \approx 106\ \mathrm{MeV/c^2})$$

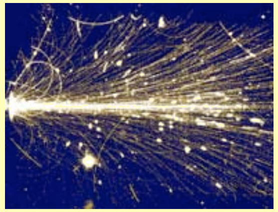
Zusätzlich zum Energieverlust durch Ionisation/Anregung hat daher noch der Energieverlust durch Bremsstrahlung maßgebliche Bedeutung:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{tot}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{coll}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{rad}}$$

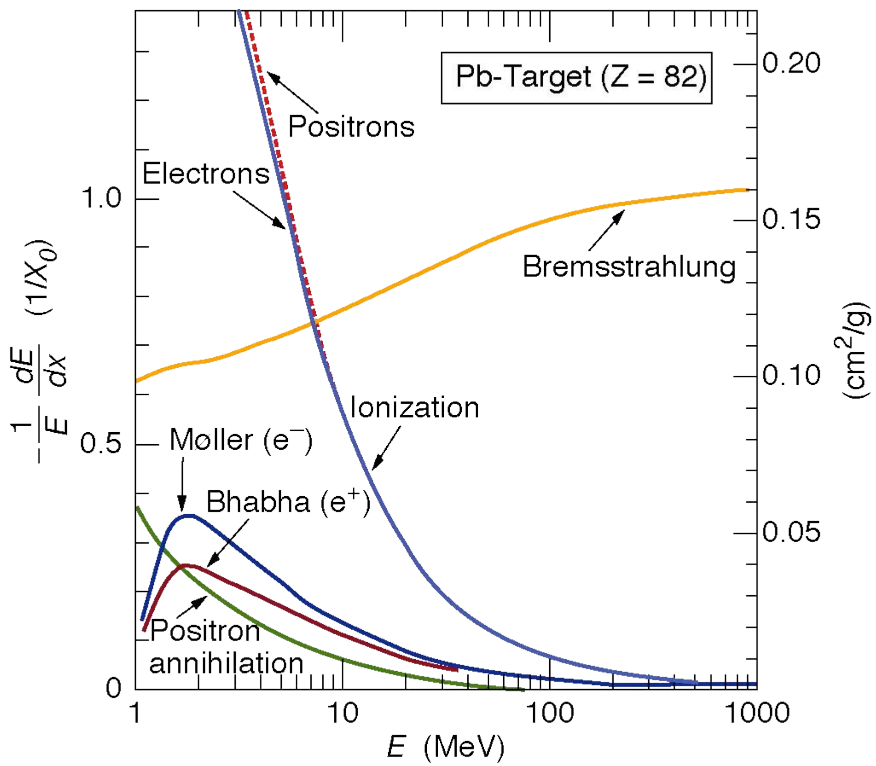
Beim Energieverlust durch Ionisation/Anregung muß die Bethe-Bloch-Formel modifiziert werden:

1. Wegen ihrer geringen Masse werden $e^{\pm}$ bei einer Kollision signifikant abgelenkt.
2. Für e^{-} findet eine Kollision zw. quantenmechanisch nicht unterscheidbaren Teilchen statt.

2.1.2 Energieverlust von Elektronen und Positronen – 2



fraktioneller Energieverlust
für Elektronen und Positronen:

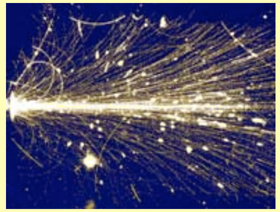


Quelle: Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **592** (2004)

- ✩ Ionisationsverluste steigen logarithm. mit E (und linear mit Z)
- ✩ Bremsstrahlung steigt ca. linear mit E (und quadratisch mit Z)
- ➜ für hohe Energien (>1 GeV) ist Bremsstrahlung der dominierende Prozess
- ★ e^- (e^+) Streuung an Target-elektronen fällt unter Ionisation wenn der Energieübertrag pro Kollision unter 0.255 MeV liegt und unter Møller-Streuung (Bhabha-Streuung), wenn er darüber liegt.

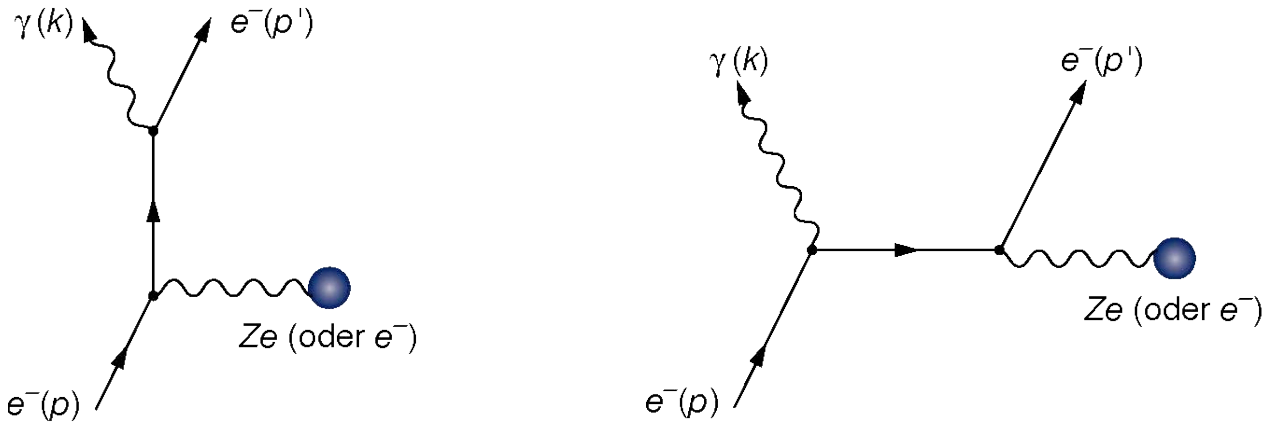
2.1.3 Bremsstrahlung

Prinzip



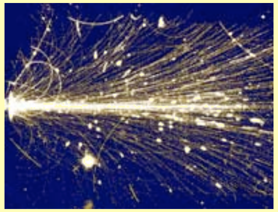
Bremsstrahlung wird emittiert, wenn (hochenergetische) geladene Teilchen in einem äußeren elektrischen Feld abgelenkt werden, z.B. im Coulomb-Feld eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons des Targets.

Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung:



2.1.3 Bremsstrahlung

Energieverlust durch Bremsstrahlung



Für hohe Energien kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung angenähert werden durch:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{rad} = 4\alpha\,\rho N_A\,\frac{Z(Z+1)}{A}\,z^2\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E\cdot\ln\left(183\,Z^{-1/3}\right)$$

α … Feinstrukturkonstante $\alpha \sim 1/137$

$Z(Z+1) = Z^2+Z$, der Beitrag Z^2 kommt von der Ablenkung im Feld des Kerns (mit Ladung Ze), der Beitrag Z von der Ablenkung im Feld der Z Hüllenelektronen (jeweils mit Ladung $-e$).

In der obigen Formel wird *nicht* berücksichtigt, daß die Hüllenelektronen das Feld des Atomkerns teilweise abschirmen (ist daher nur für große E gültig).

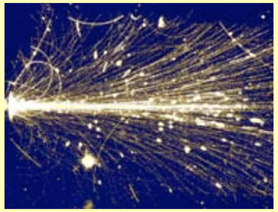
Beachte:

$$\boxed{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \propto E \quad \text{und} \quad -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \propto \frac{1}{m^2}}$$

➜ Bereits für das zweitleichteste Teilchen, das Myon, ist der Bremsstrahlungsverlust 40 000 mal kleiner als für das Elektron.

2.1.3 Bremsstrahlung

kritische Energie E_c – 1



Die kritische Energie E_c ist jene Energie eines Projektils, bei welcher der Energieverlust durch Strahlung gleich dem Energieverlust durch Kollision ist:

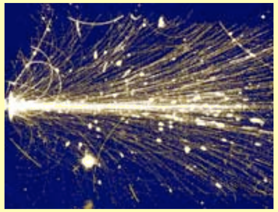
$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{rad}}\Bigg|_{E_c} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{coll}}\Bigg|_{E_c}$$

E_c ist abhängig von der Teilchenart des Projektils und vom Targetmaterial. So nicht explizit anders gekennzeichnet, sind in der Literatur angegebene Werte für E_c stets auf e^- bezogen.

Die krit. Energie skaliert ca. mit dem Quadrat der Projektilmasse. Um also z.B. die krit. Energie für Myonen zu erhalten, verwendet man einfach:

$$E_c^{\mu} \approx E_c \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2$$

2.1.3 Bremsstrahlung
kritische Energie E_c – 2



Alternative Def. von E_c von Rossi*: E_c ist jene Energie, bei der der Ionisations-verlust pro Strahlungslänge gleich der e^--Energie ist. Solange man die Näherung $-(dE/dx)_{\mathrm{rad}} \propto E$ benutzt, ist diese Definition identisch mit der obigen.

Zur *groben* Abschätzung von E_c wurden diverse Näherungen gegeben, z.B.:‡

$$E_c = \frac{800}{Z + 1.2}\ \text{MeV}$$

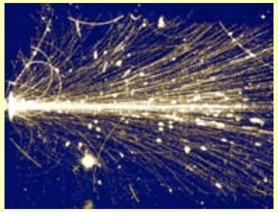
aber auch z.B.:*

$$E_c = \frac{610}{Z + 1.24}\ \text{MeV} \qquad \text{für Festkörper}$$

$$E_c = \frac{710}{Z + 0.92}\ \text{MeV} \qquad \text{für Gase}$$

‡ M.J. Berger and S.M. Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, NASA-SP-3012, 1964
* B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall Inc., 1952

2.1.3 Bremsstrahlung
kritische Energie E_c – 3



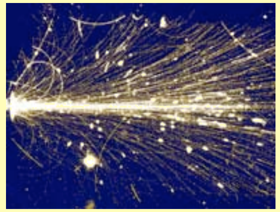
Auch die angegebenen Zahlenwerte für E_c schwanken relativ stark.
Man findet z.B.:

Material	E_c (MeV)
H_2O	83–92
Luft (STP)	84–102
H_2	340–350
C	90–103
Polystyrol	83–109
Fe	21–27
Pb	6.4–9.5

siehe z.B.: – C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag, 1993
– W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
– K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992
– D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987

2.1.3 Bremsstrahlung

Strahlungslänge X_0 – 1



Allgemein ist die Strahlungslänge X_0 jene Strecke, in der die Energie des Projektils durch Strahlungsverlust um einen Faktor 1/e (≈63.2%) kleiner wird:

$$E(x) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

Diese Beziehung ist nur sinnvoll für Energien > E_c. In der Literatur sind die konkreten Werte für X_0 stets auf e^- bezogen. Für andere Teilchen skaliert die Strahlungslänge mit dem Quadrat der Projektilmasse (ebenso wie bei E_c).

Die oben gegebene Formel für die Bremsstrahlung führt für Elektronen auf eine Strahlungslänge von:

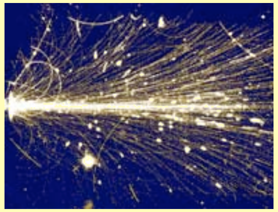
$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha\,\rho N_A \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 \cdot \ln\left(183\, Z^{-1/3}\right)$$

Näherungsformel:
X_0 (g/cm^2) ≈ 180 A/Z^2

Meist werden Materialdicken von Targets in Einheiten von X_0 angegeben.
➔ Der Strahlungsverlust pro Targetdicke ist dann materialunabhängig.

2.1.3 Bremsstrahlung

Strahlungslänge X_0 – 2

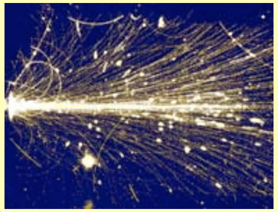


Meist wird die Strahlungslänge (analog zur Energieverlustrate) auf die Targetdichte bezogen ($\rho X_0 \rightarrow \boldsymbol{X_0}$) und folglich in [g/cm^2] angegeben:

Material	$\boldsymbol{X_0}$ (g/cm^2)	X_0 (cm)
H_2O	36.1	36.1
Luft (STP)	36.2	30050
H_2	63	$7 \cdot 10^5$
C	43	18.8
Polystyrol	43.8	42.9
Fe	13.8	1.76
Pb	6.4	0.56

siehe z.B.: – C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag, 1993
– W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
– K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, 1992
– D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987

2.1.4 Čherenkov-Strahlung



Čerenkov-Strahlung wird emittiert, wenn die Geschwindigkeit v eines Teilchens größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem durchquerten Material:

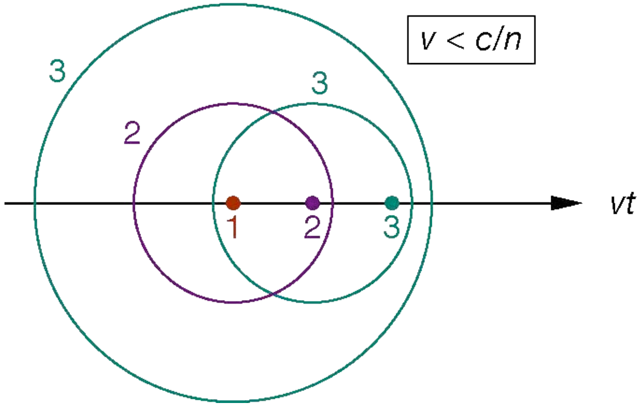
$$v > \frac{c}{n}$$

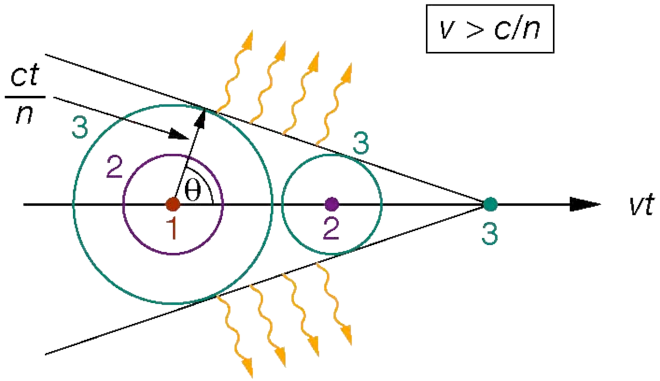
c … Vakuumlichtgeschwindigkeit
n … Brechungsindex

Dabei entsteht eine elektromagnetische Schockwelle. Diese kohärente Wellenfront hat konische Form und wird abgestrahlt unter einem Winkel von:

$$\boxed{\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n}}$$

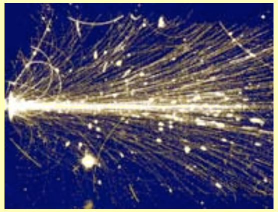
wobei : $\beta = v/c$





2.1.5 Übergangsstrahlung

Prinzip

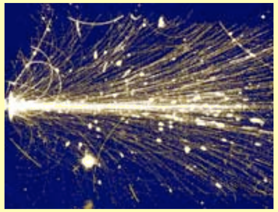


Übergangsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen die Grenzfläche zw. 2 Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante ε durchquert:

- In einem Material mit niedrigem ε ist die Polarisation des Materials klein.
  ➔ Das elektrische Feld der bewegten Ladung hat daher eine große räumliche Ausdehnung.
- In einem Material mit hohem ε ist die Polarisation des Materials groß.
  ➔ Das elektrische Feld der bewegten Ladung hat daher eine geringe räumliche Ausdehnung.

Die plötzliche Umverteilung der Ladungen an der Grenzfläche und die damit verbundene Änderung des elektrischen Feldes sind die Ursachen der Übergangsstrahlung.

2.1.5 Übergangsstrahlung
Abstrahlwinkel und Energieverlust



Übergangsstrahlung wird hauptsächlich als Röngtenstrahlung (X-rays) emittiert. Die Emissionsrichtung liegt in der Bewegungsrichtung des Projektils innerhalb eines Konus mit dem Öffnungswinkel:

$$\cos\theta_t \approx \frac{1}{\gamma} \qquad \text{wobei :} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Tritt ein Teilchen mit Ladung ze vom Vakuum in ein Medium mit der Plasma-frequenz ω_p über, so liegt die als Übergangsstrahlung emittierte Energie bei ca.:

$$\boxed{E_t = \tfrac{1}{3}\alpha z^2 \gamma \hbar\omega_p}$$

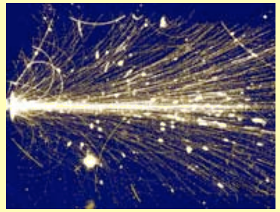
➔ Mittels Energiemessung der Übergangsstrahlung kann man γ und somit die Projektilgeschwindigkeit bestimmen.

Für eine typische Photonenergie von $\gamma\hbar\omega_p/4$ ist die mittlere Anzahl von emittierten Photonen pro Grenzfläche (= Quantenausbeute) ungefähr:

$$\langle N \rangle = \tfrac{2}{3}\alpha z^2$$

2.2 Wechselwirkung von Photonen

Allgemeines



Die für Photonen relevanten Energiebereiche sind wie folgt:

- ✭ UV-Licht: eV
- ✭ Röntgenstrahlung (X-rays): eV–keV
- ✭ Gammastrahlung (γ-rays): keV–MeV

Für die Detektion von Photonen sind die folgenden Primärprozesse relevant:

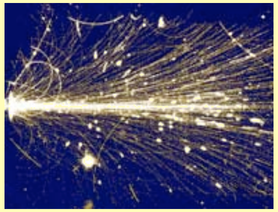
- ✭ niedrige Energie: Photoeffekt
- ✭ mittlere Energie: Compton-Streuung
- ✭ hohe Energie: Paarerzeugung von e^+e^-

Diese Prozesse absorbieren bzw. streuen einzelne Photonen und entfernen sie dadurch aus dem Strahl. Folglich besteht hier ein großer Unterschied zur Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie:

Beim Durchgang eines Photonstrahls durch Materie bleibt die *Energie* der im Strahl verbleibenden Photonen *unverändert*. Es veringert sich allerdings die *Intensität* des Photonstrahls.

2.2 Wechselwirkung von Photonen

Intensitätsabschwächung



Die Abschwächung eines Photonstrahls in Materie erfolgt exponentiell gemäß der Formel:

$$\boxed{I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x}}$$

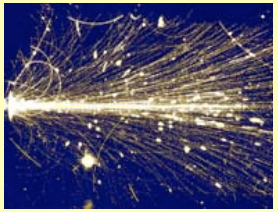
$I(x)$ … Intensität bei Eindringtiefe x
I_0 … Intensität des einfallenden Strahls
μ … Abschwächungs- bzw. Absorptionskoeffizient

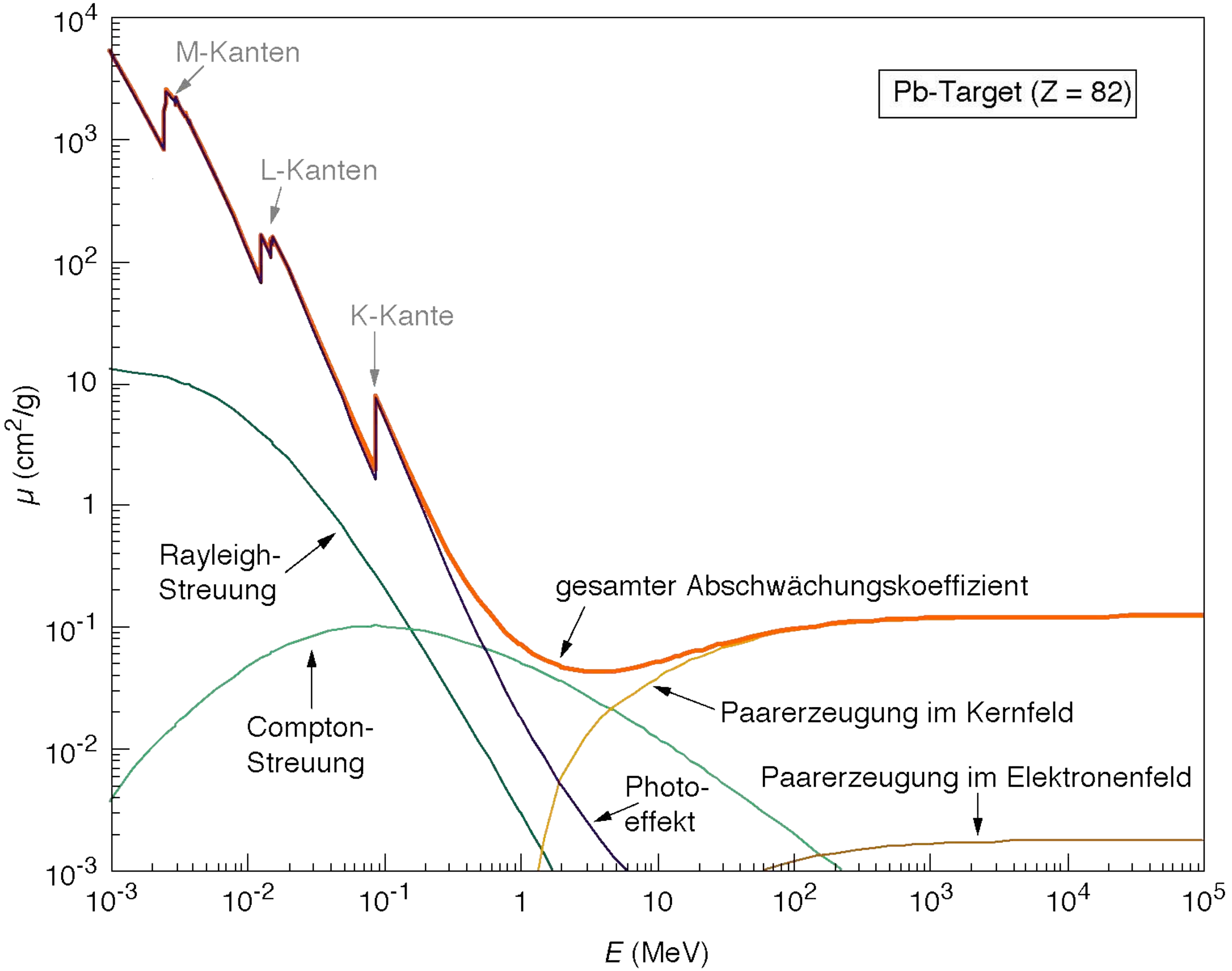
Der Massenabsorptionskoeffizient* μ enthält die Wirkungsquerschnitte σ_i für die einzelnen möglichen Wechselwirkungsprozesse der Photonen:

$$\boxed{\mu = \frac{N_A \rho}{A} \sum_i \sigma_i}$$

* Streng genommen ist zu unterscheiden zw. Abschwächungs- und Absorptionskoeffizient. Bei zweiterem zählen nur Ww. wo Photonen absorbiert werden, bei ersterem auch Photonstreuung. Meist wird jedoch der Begriff "Massenabsorptionskoeffizient" zur Erfassung aller Ww. verwendet.

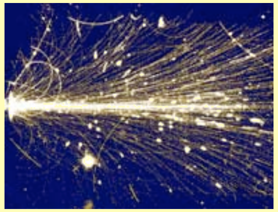
2.2 Wechselwirkung von Photonen
Massenabschwächungskoeffizient





Quelle: http://physics.nist.gov/PhysRefData/
berechnet mittels XCOM
(Photon Cross Sections Database)

2.2.1 Photoeffekt
Allgemeines



Das Photon wird von einem Elektron der Atomhülle absorbiert. Durch die übertragene Energie wird das Elektron freigesetzt:

$$\boxed{\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Ion}}$$

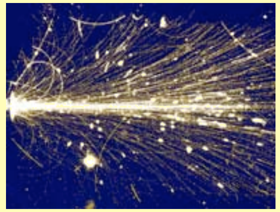
Aus Impulserhaltungsgünden ist dieser Prozess nur im Feld des Atomkerns, welcher den Rückstoß "auffängt", möglich – d.h. freie Elektronen können kein Photon absorbieren. Die Energie des freiwerdenen Elektrons beträgt:

$$E_\mathrm{e} = E_\gamma - \Phi = h\nu - \Phi$$

E_e … kinet. Energie des emittierten Elektrons
E_γ … Energie des einfallenden Photons, $E_\gamma = h\nu$
ν … Frequenz des einfallenden Photons
Φ … Bindungsenergie des Elektrons

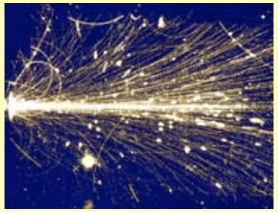
2.2.1 Photoeffekt

Wirkungsquerschnitt – 1



- ★ Im Energieverlauf des Wirkungsquerschnittes für den Photoeffekt sieht man die Schalenstruktur der Atome. σ_{photo} steigt jedes Mal abrupt an, sobald die Energie des Photons ausreichend ist, um eine Ionisation durch Freisetzen von M-, L- bzw. K-Elektronen des Atoms auszulösen.
- ✭ Für Photonenergien oberhalb der “K-Kante” dominieren die Elektronen der K-Schale den Photoeffekt.
- ✭ Der Photoeffekt zeigt eine starke Materialabhängigkeit. Der Wirkungsquerschnitt steigt annähernd mit Z^5.
- ✭ Wichtige Sekundärprozesse nach einem Photoeffekt sind die Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung bzw. von Auger-Elektronen.

2.2.1 Photoeffekt
Wirkungsquerschnitt – 2



Born'sche Näherung für den Wirkungsquerschnitt (gilt im mittleren Energiebereich, *nicht* nahe einer Absorptionskante und *nicht* im relativist. Bereich):

$$\sigma_{\text{photo}} = 4\sqrt{2}\,\alpha^4 \sigma_0 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2} \quad \propto \quad \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$$

Für hohe Energien (E_γ >> Bindungsenergie der K-Schalen-Elektronen) gilt näherungsweise:

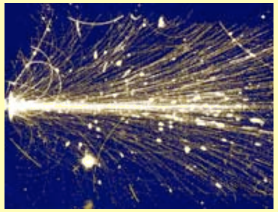
$$\sigma_{\text{photo}} = \frac{3}{2}\alpha^4 \sigma_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad \propto \quad \frac{Z^5}{E_\gamma}$$

Dabei ist σ_0 der sogenannte Thomson-Wirkungsquerschnitt (elastische Streuung von Photonen an Elektronen):

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \text{ barn}$$

2.2.2 Compton-Streuung

Allgemeines

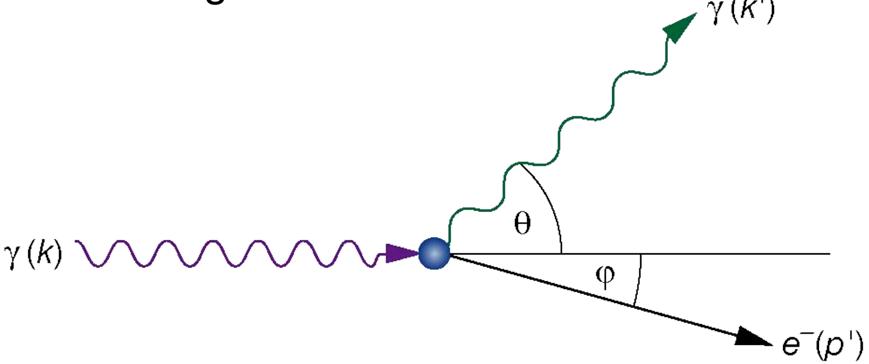


Der Compton-Effekt beschreibt die Streuung eines Photons an einem “quasi-freien” Elektron. (Ist die Photonenergie groß im Vergleich zur Bindungsenergie der Hüllenelektronen, so kann letztere vernachlässigt werden.)

$$\boxed{\gamma + \text{Atom} \rightarrow \gamma + e^{-} + \text{Ion}}$$

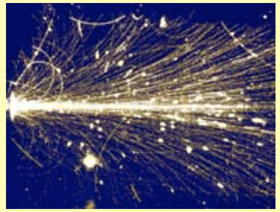
Das Photon wird von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt. Außerdem ändert sich durch den Energieübertrag an das Elektron seine Wellenlänge.

Kinematik der Compton-Streuung:



2.2.2 Compton-Streuung

Energieübertrag



Die Energie des gestreuten Photons beträgt:

$$E'_\gamma = E_\gamma \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)\right)^{-1}$$

Dies entspricht einer Wellenlängenänderung von:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$$

Für Detektoren ist die kinet. Energie des Elektrons eine wichtige Größe:

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}$$

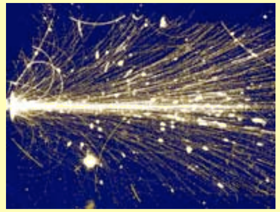
E_e ……… kinet. Energie des emittierten Elektrons, m_e … Elektronmasse

E_γ, ν, λ …… Energie, Frequenz, und Wellenlänge des einfallenden Photons, $E_\gamma = h\nu = hc/\lambda$

E'_γ, ν', λ' … Energie, Frequenz, und Wellenlänge des gestreuten Photons

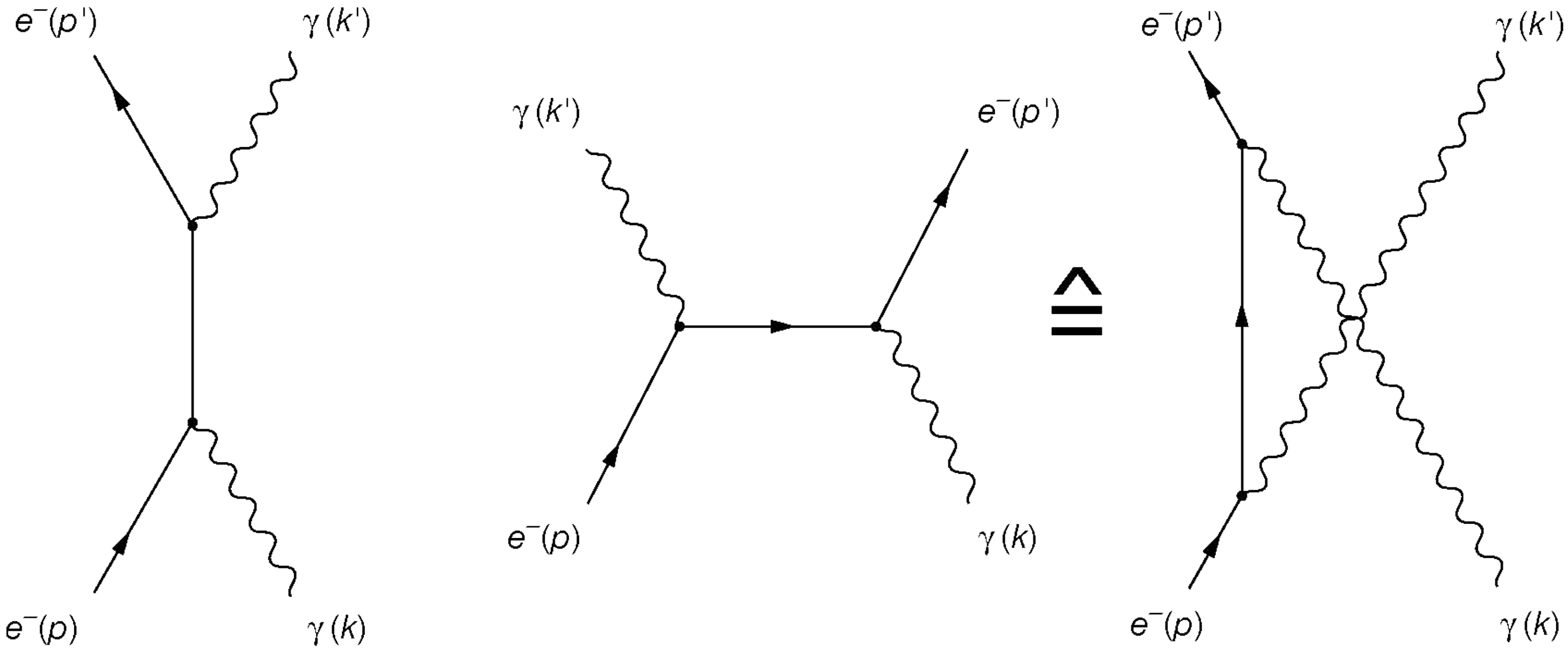
θ ……… Streuwinkel des Photons

2.2.2 Compton-Streuung



Feynman-Graphen

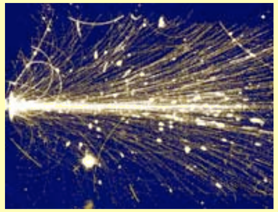
Die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Compton-Streuung lassen sich wie folgt darstellen:



Dabei sind die letzten beiden Diagramme nur zwei verschiedene Darstellungsweisen desselben Feynman-Graphen.

2.2.2 Compton-Streuung

Wirkungsquerschnitt: Klein-Nishina-Formel



Aus diesen Feynman-Graphen ergibt sich Klein-Nishina-Formel für den winkelabhängigen Streuquerschnitt eines Photons an *einem* Elektron:

$$\boxed{\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{\left[1+\kappa(1-\cos\theta)\right]^2} \left(1+\cos^2\theta + \frac{\kappa^2(1-\cos\theta)^2}{1+\kappa(1-\cos\theta)}\right)}$$

$\kappa = E_\gamma / m_e c^2$ … "reduzierte" Photonenergie

Integriert über den gesamten Raumwinkel ergibt sich (*pro Elektron*):

$$\sigma_c = 2\pi\, r_e \left\{ \frac{1+\kappa}{\kappa^2} \left[\frac{2(1+\kappa)}{1+2\kappa} - \frac{1}{\kappa} \ln(1+2\kappa) \right] + \frac{1}{2\kappa} \ln(1+2\kappa) - \frac{1+3\kappa}{(1+2\kappa)^2} \right\}$$

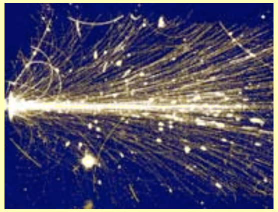
Weiters ist es sinnvoll, einen Energiestreuquerschnitt zu definieren:

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_c$$

Damit gibt dann der sogenannte Energie-Absorptionsquerschnitt die Wahrscheinlichkeit an, mit der eine Energie E_e auf das e^- übertragen wird:

$$\sigma_{ca} = \sigma_c - \sigma_{cs}$$

2.2.3 Thomson und Rayleigh-Streuung



“Verwandt” mit der Compton-Streuung sind die Thomson- und die Rayleigh-Streuung.

Thomson-Streuung ist die Streuung von Photonen an freien Elektronen im klassischen Limit. Für niedrige Energien im Vergleich zu m_e reduziert sich die Klein-Nishina-Formel auf den Thomson-Streuquerschnitt:

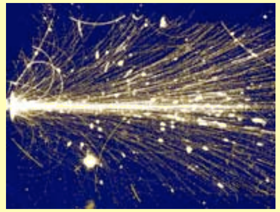
$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

Rayleigh-Streuung andererseits ist die Streuung von Photonen an einem *gesamten* Atom. Dabei sind alle Hüllenelektronen in kohärenter Form beteiligt. Deshalb wird dieser Prozess oft auch kohärente Streuung genannt.

Beide Prozesse sind *elastische* Streuungen, d.h. es wird dabei *keine* Energie auf das Medium übertragen. Die Targetatome werden weder ionisiert noch angeregt, das gestreute Photon ändert nur seine Richtung.

Für hohe Photonenergien ist der Anteil dieser Streuarten vernachlässigbar.

2.2.4 Paarerzeugung
Allgemeines



Paarerzeugung ist die Produktion eines Elektron-Positron-Paares durch ein Photon. Aus Gründen der Impulserhaltung ist dieser Prozess nur im Coulomb-Feld eines Stoßpartners, welcher den Rückstoß aufnimmt, möglich. Der Stoßpartner kann ein Atomkern oder ein Elektron sein; die Paarerzeugung im Feld eines Elektrons ist jedoch gegenüber jener im Kernfeld stark unterdrückt.

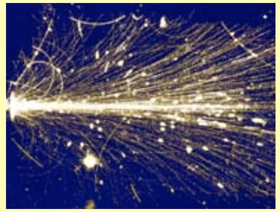
$$\gamma + \text{Atomkern} \rightarrow \gamma + e^+ + e^- + \text{Atomkern}$$
$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^+ + e^- + e^-$$

Das Photon muß mindestens die Ruhemasse des e^-e^+-Paares sowie die Rückstoßenergie aufbringen, d.h.:

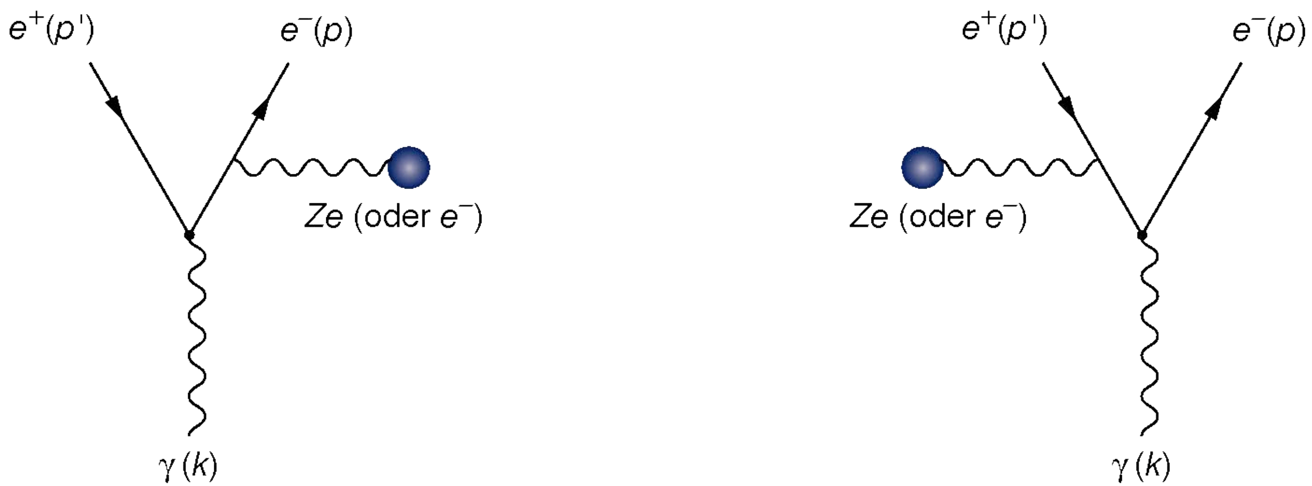
$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2\frac{m_e^2}{m_{\text{Stoßpartner}}}c^2 \quad > 1.022\,\text{MeV}$$

Bei hohen Energien dominiert die Paarerzeugung unter sämtlichen Photon-Materie-Wechselwirkungen.

2.2.4 Paarerzeugung
Feynman-Graphen



Die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Paarerzeugung:

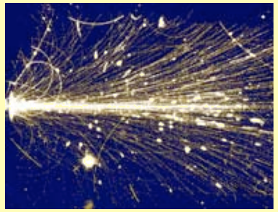


Die Paarerzeugung ist analog zur Bremsstrahlung. Die jeweiligen Feynman-Graphen können daher durch “Hinüberkreuzen” erhalten werden.

Auch der Wirkungsquerschnitt ist somit ähnlich dem der Bremsstrahlung. Er steigt mit steigender Photonenergie stark an und erreicht schließlich einen asymptotischen Wert.

2.2.4 Paarerzeugung

Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung im Kernfeld



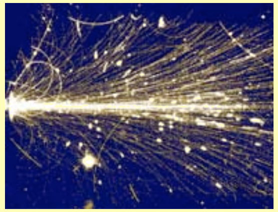
Für relativ niedrige Energien muß das Photon dem Atomkern sehr nahe kommen, um eine Paarerzeugung wahrscheinlich zu machen. In diesem Fall wechselwirkt das Photon mit dem “nackten” Kern. Der Wirkungsquerschnitt (pro Atom) in diesem Bereich hängt von der Photonenergie ab:

$$\sigma_{\text{pair,nucl}} = 4\alpha\, r_e^2 Z^2 \left[\frac{7}{9}\ln\left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2}\right) - \frac{109}{54}\right] \qquad \text{für} \qquad 1 \ll \frac{E_\gamma}{m_e c^2} < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

Für sehr hohe Energien ist Paarerzeugung auch bei großen Stoßparametern möglich. In diesem Fall muß aber die Abschirmung des Kernfeldes durch die Atomelektronen berügsichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt (pro Atom) strebt einem energieunabhänigigen Grenzwert zu:

$$\sigma_{\text{pair,nucl}} = 4\alpha\, r_e^2 Z^2 \left[\frac{7}{9}\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54}\right] \qquad \text{für} \qquad \frac{E_\gamma}{m_e c^2} > \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

2.2.4 Paarerzeugung
Gesamter Wirkungsquerschnitt und Freie Weglänge



Um näherungsweise auch die Paarerzeugung im Feld der Hüllenelektronen einzubeziehen, muß in der Formel für den Wirkungsquerschnitt einfach der Faktor Z^2 durch $Z(Z+1)$ ersetzt werden.

Für den gesamten Wirkungsquerschnitt pro Materialvolumen muß schließlich noch wie üblich mit der Anzahl der Atome, $N_A\rho/A$, multipliziert werden.

Aus dem gesamten Wirkungsquerschnitt kann man die mittlere freie Weglänge eines hochenergetischen Photons für Paarerzeugung berechnen:

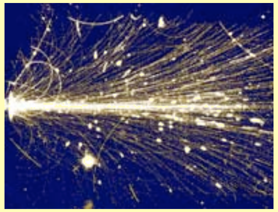
$$\lambda_{\text{pair}} = \frac{A}{N_A \rho} \frac{1}{\sigma_{\text{pair,atom}}}$$

Ein Vergleich mit der Strahlungslänge ergibt:

$$\lambda_{\text{pair}} = \tfrac{9}{7} X_0$$

2.3 Hadronische Wechselwirkungen

Allgemeines



Unter hadronischen Ww. faßt man all jene Interaktionen eines einfallenden Hadrons mit einem Atomkern des Targets zusammen, welche auf der starken Wechselwirkung basieren.

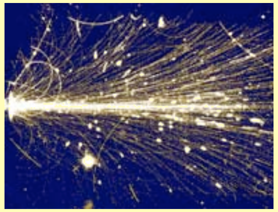
Beachte:

✯ starke Ww. hat nur eine geringe Reichweite
➔ sehr geringe Wahrscheinlichkeit für hadronische Reaktionen
➔ Neutronen (können nur stark ww.) sind sehr durchdringend

Je nach Projektilenergie ist eine Vielzahl nuklearer Prozesse möglich, z.B.:

- ✯ Elastische Streuung: A(n,n)A
- ✯ Inelastische Streuung: A(n,n')A*, A(n,2n)B …
  (Kern ist angeregt ➔ nachfolgende Emission von γ-Strahlung)
- ✯ Neutroneneinfang: $n+(Z,A) \rightarrow \gamma+(Z,A+1)$
- ✯ Reaktionen mit Abstrahlung geladener Teilchen:
  (n,p), (n,d), (n,α), (n,t), …
- ✯ Kernspaltung (fission)

2.3 Hadronische Wechselwirkungen
Wirkungsquerschnitt, Kollisionlänge, Absorptionslänge



Der gesamte hadronische Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse:

$$\sigma_{\text{total}} = \sum_i \sigma_i = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{n,n' (inelastic)}} + \sigma_{\text{capture}} + \sigma_{\text{fission}} + \ldots$$

Eine wichtige Größe ist die Kernwechselwirkungslänge oder Kollisionslänge:

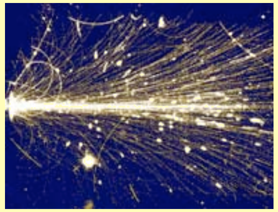
$$\lambda_t = \frac{A}{N_A \rho} \frac{1}{\sigma_{\text{total}}}$$

Von ähnlicher Bedeutung wie die Strahlungslänge bei den elektromagnetischen Reaktionen ist bei hadronischen Reaktionen die Absorptionslänge:

$$\lambda_a = \frac{A}{N_A \rho} \frac{1}{\sigma_{\text{inelastic}}}$$

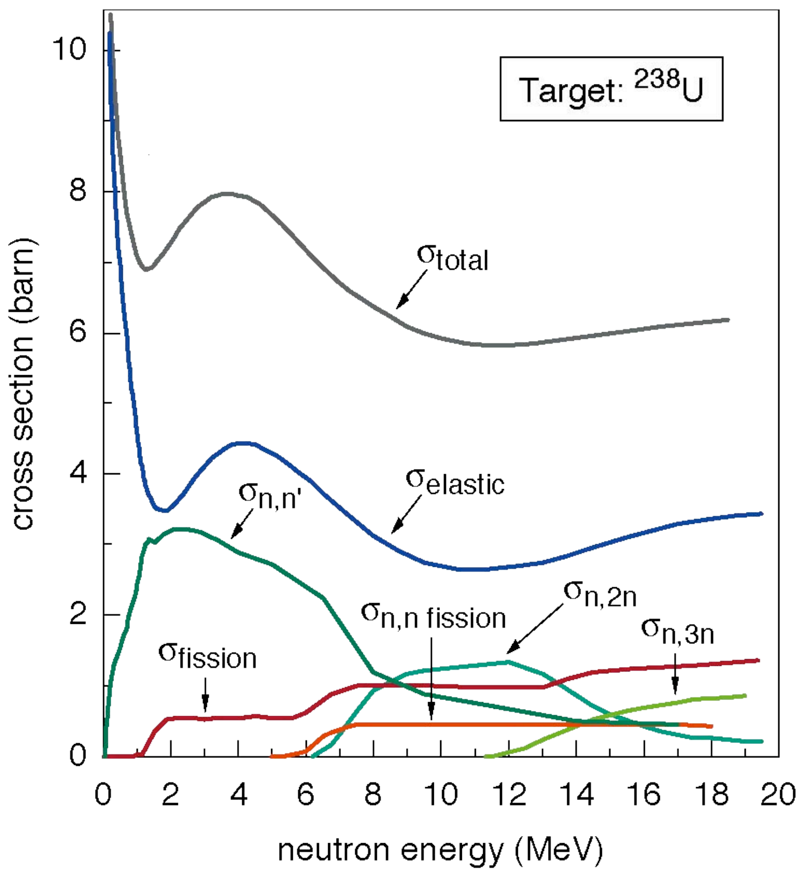
$\sigma_{\text{inelastic}} = \sigma_{\text{total}} - \sigma_{\text{elastic}}$ … *gesamter* inelastischer Wirkungsquerschnitt für hadronische Ww.

2.3 Hadronische Wechselwirkungen

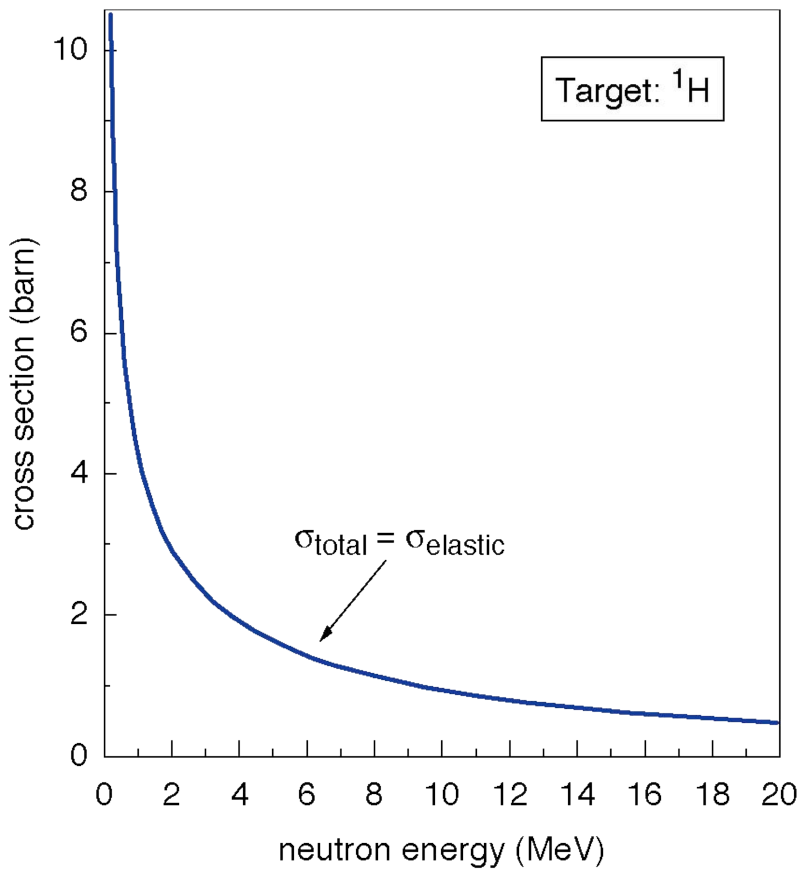


Beispiele für Wirkungsquerschnitte – 1

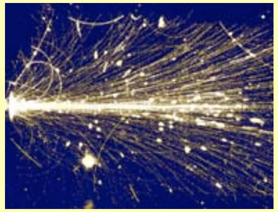
Hadronische Wirkungsquerschnitte für hochenergetische Neutronen in Uran bzw. in Wasserstoff. (Für Uran sind nicht alle möglichen Teilreaktionen dargestellt.)



Quelle: http://www-nds.iaea.org:8080/exfor/endf00.htm berechnet mittels ENDF (Evaluated Nuclear DataFfile)



2.3 Hadronische Wechselwirkungen
Beispiele für Wirkungsquerschnitte – 2



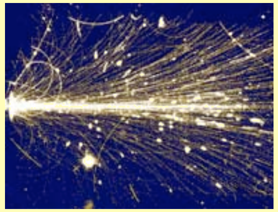
Wirkungsquerschnitte und Absorptionslängen für hochenergetische Neutronen (≈ 100 GeV) in diversen Materialien:

Material	σ_{tot} (barn)	$\sigma_{inelastic}$ (barn)	$\lambda_t \rho$ (g/cm^2)	$\lambda_a \rho$ (g/cm^2)	λ_t (cm)
H_2	0.0387	0.033	43.3	50.8	516.7
C	0.331	0.231	60.2	86.3	26.6
Al	0.634	0.421	70.6	106.4	26.1
Fe	1.120	0.703	82.8	131.9	10.5
Cu	1.232	0.782	85.6	134.9	9.6
Pb	2.960	1.77	116.2	194	10.2
Luft (STP)			62.0	90.0	51.5
H_2O			60.1	83.6	60.1
Polystyrol			58.5	81.9	56.7

siehe z.B.: – C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag, 1993

2.4 Wechselwirkungen von Neutrinos

Allgemeines



Neutrinos unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung, die Wirkungsquerschnitte für Neutrinowechselwirkungen sind daher *extrem* klein.

Z.B. für 200 GeV Neutrinos:

$$\sigma_{\mathrm{total}}(\nu, 200\ \mathrm{GeV}) = 1.6 \cdot 10^{-36}\ \mathrm{cm}^2 = 1.6\ \mathrm{pbarn}$$

Eine wichtige Rolle spielen Neutrinos z.B. beim Nachweis des W-Bosons:

$$W^+ \rightarrow l^+ + \nu_l \quad \text{bzw.} \quad W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l$$

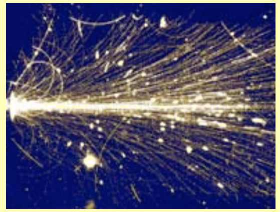
Dabei ist: l … Lepton (e, μ, τ)

Aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte hat man im allgemeinen kaum eine Chance, ein Neutrino in einem Detektor nachzuweisen. Man bedient sich daher speziell in Kollisionsexperimenten eines experimentellen Tricks, dem Nachweis über die “fehlende Energie”:

Man konstruiert den Detektor völlig hermetisch, sodaß eine Energie/Impuls-Bilanz aufgestellt werden kann. Der fehlende Energie-Impuls-Vektor wird einem entweichenden Neutrino zugewiesen.

2.4 Wechselwirkungen von Neutrinos

Neutrinodetektoren



Will man Neutrinos direkt nachweisen, bedarf es *extrem massiver* Targets und hoher Neutrinoflüsse um nennenswerte Reaktionsraten zu erhalten.

U.a. folgende Reaktionen kommen für den direkten Neutrinonachweis in Frage:

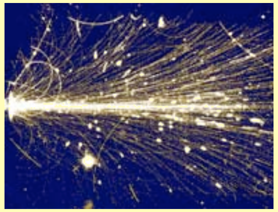
$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad \text{bzw.} \quad \overline{\nu_l} + p \rightarrow l^+ + n$$

Dabei ist: l … Lepton (e, μ, τ)

Primär für den Nachweis kosmischer Neutrinos hat man riesige Neutrinodetektoren gebaut. Um nur einige zu nennen:

- ✯ Gran Sasso National Laboratory (LNGS) mit seinen diversen Experimenten (Gran Sasso Massiv, Italie) http://www.lngs.infn.it/
- ✯ Kamiokande und Super-Kamiokande (Mozumi Mine, Gifu, Japan) http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/super-kamiokande.html
- ✯ Sudbury Neutrino Observatory (SNO, Creighton Mine, Ontario, Kanada) http://www.sno.phy.queensu.ca/
- ✯ AMANDA und AMANDA-II (Amundsen-Scott South Pole Station, Antarktis) http://www.amanda.uci.edu/

Nützliche Referenzen



- ✭ dE/dx-Kurven für verschiedenste Projektil-Target-Kombinationen, sowie Strahlungslängen etc. (auch physikal. Konstanten) findet man bei: http://physics.nist.gov/PhysRefData/
- ✭ Unter anderem ein gutes Portal zu Datenbanken mit diversen Wirkungsquerschnitten etc. bietet eine Website der internat. Atomenergiebehörde: http://www-nds.iaea.org/
- ✭ Daten zu sämtlichen bekannten Elementarteilchen, wichtige Daten betreffend Energieverlust und vieles mehr: http://pdg.lbl.gov
- ✭ Die Homepage vom CERN ist ein guter Ausgangspunkt sowohl für Experten als auch für an Populärwissenschaftlichem Interessierten: http://www.cern.ch
- ✭ Ebenso natürlich die Homepages anderer Beschleunigerzentren wie z.B.: http://www.desy.de, http://www.fnal.gov, http://www.slac.stanford.edu