

Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

23.11.2020

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Hauptprozesse

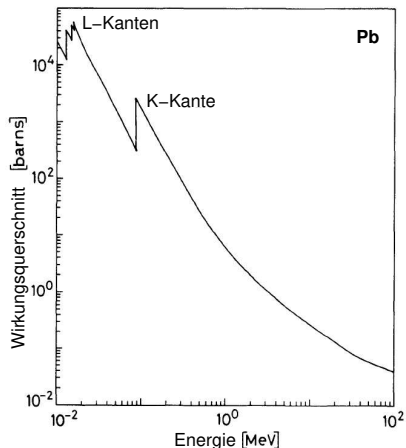
1. Lichtelektrischer Effekt
2. Comptonstreuung
3. e^+e^- -Paarerzeugung

⇒ Ein Photonenstrahl verliert beim Durchgang durch Materie nicht an Energie, sondern Intensität, weil alle drei Prozesse Photonen aus dem Strahl entfernen.

Lichtelektrischer Effekt

Absorption eines Photons durch ein atomares Elektron.

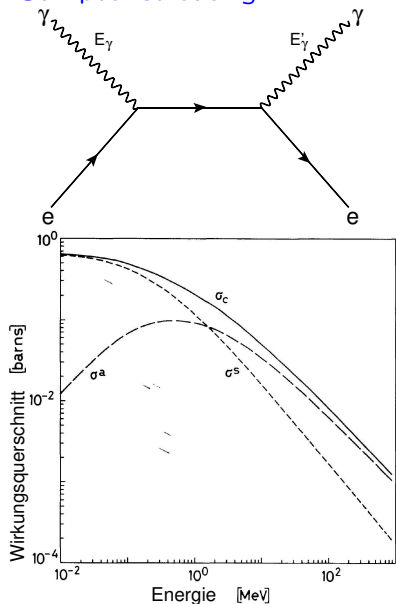
$$E_e = \hbar\omega_\gamma - \text{Bindungsenergie des Elektrons}$$



- Mit der Energie stark abfallender Wirkungsquerschnitt.
- Hochschnellen des Wirkungsquerschnitts, wenn die Photonenenergie die Bindungsenergie der Elektronen in einer Schale erreicht.
- Prozess von Bedeutung für $E_\gamma \sim 10 - 100 \text{ keV}$.

Wegen der Energie-Impuls-Erhaltung ist der Prozess an freien Elektronen verboten.

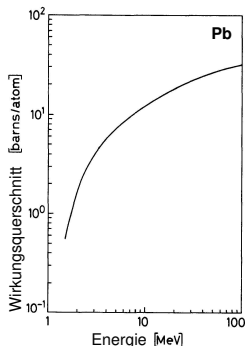
Comptonstreuung



- Streuung eines Photons an einem Elektron.
- Comptonstreuungswirkungsquerschnitt gegeben durch die Klein-Nishina-Formel.
- σ_C : Comptonstreuungswirkungsquerschnitt.
- $\sigma_a := \sigma_C \frac{E'_\gamma}{E_\gamma}$, $\sigma_s := \sigma_C - \sigma_A$.
- Großer Energieübertrag an das Elektron bei $E_\gamma \sim 1$ MeV.

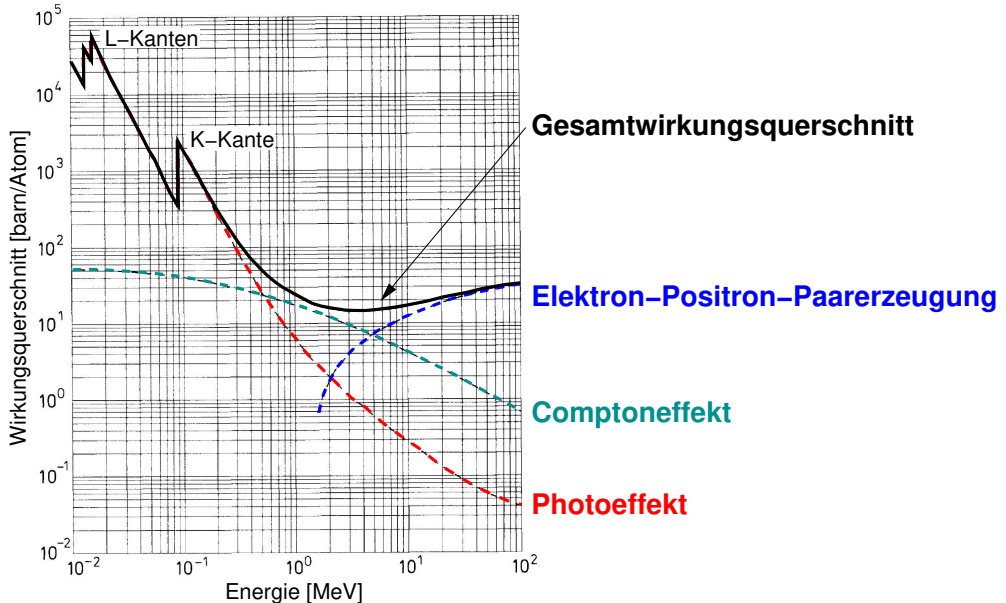
e^+e^- -Paarerzeugung

- $\gamma \rightarrow e^+e^-$ wegen Energie-Impuls-Erhaltung ($0 = p_\gamma^2 \neq (p_{e^+} + p_{e^-})^2 > 0$) nur möglich, wenn ein dritter Körper, also zum Beispiel ein Atomkern des Materials beteiligt ist, worauf das Photon trifft.
- Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung $\propto Z^2$ (Z : Ordnungszahl des Materials).
- $E_{\gamma,min} = 2m_e$
- Wahrscheinlichkeit für die Paarerzeugung nach einer Flugstrecke x ist proportional zu $\exp(-\frac{x}{\lambda_P})$ mit $\lambda_P \approx \frac{9}{7}X_0$.



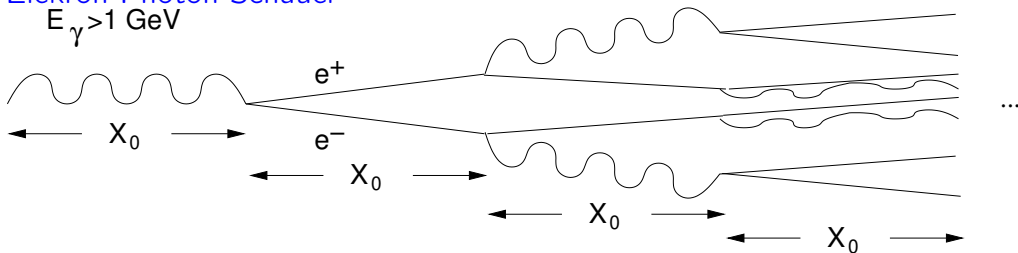
- Mit E_γ ansteigender Wirkungsquerschnitt.
- Dominanter Prozess für $E_\gamma \gtrsim 10$ MeV.

Gesamtphotonenabsorptionswirkungsquerschnitt für Pb



Elektron-Photon-Schauer

$$E_\gamma > 1 \text{ GeV}$$



- Nach der Strecke $n \cdot X_0$: 2^n Teilchen mit Energie $E_n \approx \frac{E_\gamma}{2^n}$.
- Ende der Kaskade (des Schauers), wenn $E_n = E_k$: $n = \frac{\ln \frac{E_\gamma}{E_k}}{\ln 2}$.
- Länge des Schauers: $n \cdot X_0 = X_0 \cdot \frac{\ln \frac{E_\gamma}{E_k}}{\ln 2}$.

Beispiel

- $E_\gamma = 100 \text{ GeV}$.
 - Material: Eisen, d.h. $X_0 \approx 2 \text{ cm}$, $E_k \approx 20 \text{ MeV}$.
- $\Rightarrow n = 12$, d.h. ~ 4000 Teilchen.
Schauerlänge: $L_{\text{longitudinal}} \approx 24 \text{ cm}$.

Longitudinale Ausdehung des Elektron-Photon-Schauers



Kinematik in der Näherung masseloser Teilchen

Anfangszustand

Endzustand

$$p_A = (E_A, \underbrace{0, 0}_{\vec{p}_A}, E_A)$$

$$p_{1/2} = (E_{1/2}, p_{1/2,\perp}, 0, p_{1/2,\parallel})$$
$$p_{1/2}^2 = 0 \Rightarrow E_{1/2} = \sqrt{p_{1/2,\perp}^2 + p_{1/2,\parallel}^2}$$

$$p_A = p_1 + p_2$$

Longitudinale Ausdehnung des Elektron-Photon-Schauers

Kinematik in der Näherung masseloser Teilchen

Also gilt

$$p_{1,\perp} + p_{2,\perp} = 0 \Leftrightarrow p_{2,\perp} = -p_{1,\perp}$$

$$E_A = p_{1,\parallel} + p_{2,\parallel} \Leftrightarrow p_{2,\parallel} = E_A - p_{1,\parallel}$$

$$E_A = E_1 + E_2 \Leftrightarrow E_A - E_1 = E_2 = \sqrt{p_{2,\parallel}^2 + p_{2,\perp}^2} = \sqrt{(E_A - p_{1,\parallel})^2 + p_{1,\perp}^2}$$

$$(E_A - E_1)^2 = (E_A - p_{1,\parallel})^2 + p_{1,\perp}^2$$

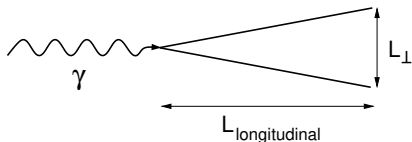
$$E_A^2 - 2E_A E_1 + E_1^2 = E_A^2 - 2E_A p_{1,\parallel} + p_{1,\parallel}^2 + p_{1,\perp}^2 = E_A^2 - 2E_A p_{1,\parallel} + E_1^2$$

$$E_1 = p_{1,\parallel} \Rightarrow p_{1,\perp} = 0 = p_{2,\perp}$$

Im Grenzfall masseloser Teilchen hat der Schauer immer dieselbe transversale Ausdehnung 0 unabhängig von E_{γ/e^\pm} .

Longitudinale Ausdehnung des Elektron-Photon-Schauers

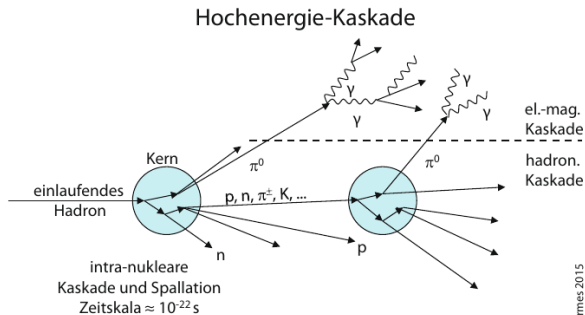
Die volle Behandlung mit massiven Elektronen und Positronen ergibt folgendes Ergebnis.



$$L_{\perp} \approx 4R_M = 4X_0 \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_k}$$

R_M : Molièreradius

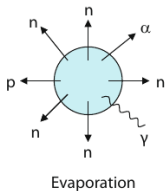
- Die transversale Ausdehnung des Schauers L_{\perp} ist unabhängig von $E_{\gamma/e^{\pm}}$.
- $L_{T,Fe} = 4 \cdot 1,8 \text{ cm} \cdot \frac{21,2\text{MeV}}{30,2\text{MeV}} \approx 5 \text{ cm}$.
- Für elektromagnetische ist also eine kleine, von $E_{\gamma,e^{\pm}}$ unabhängige transversale Ausdehnung charakteristisch.
- Die Anzahl der erzeugten Schauerteilchen ist das Maß für $E_{\gamma,e^{\pm}}$ und ist proportional zu $E_{\gamma,e^{\pm}}$.



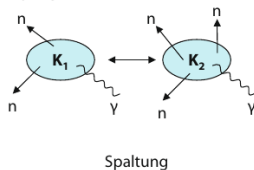
Kolancski, Wermes 2015

Deaktivierung des Kerns

Zeitskala $\geq 10^{-18}$ s



oder



Qualitativ ähnliches Verhalten wie bei elektromagnetischen Schauern:

- Schauerlänge proportional zu $\lambda_A \approx 35 \text{ g cm}^{-2} \frac{A^{1/3}}{\rho} \gg X_0$.
- Transversale Ausdehnung unabhängig von der Energie des primären Hadrons: λ_A .
- Allerdings viel stärkere Schwankungen der Schauergröße als bei elektromagnetischen Schauern.

Schauerkomponenten und Schauerfluktuationen

Beiträge zur in einem Materialblock eingebrachten Energie E_{dep}

$$E_{dep} = (f_{em} + \underbrace{f_{ion} + f_n + f_\gamma + f_B}_{=: f_h}) E_{dep}$$

=1 per definitionem

- f_{em} . Anteil der von den Photonen aus den π^0 -Zerfällen deponierten Energie. Da in der hadronischen Kaskade immer wieder neutrale Pionen entstehen, nimmt f_{em} mit der Teilchenmultiplizität in der Kaskade, also mit der Energie des einlaufenden Hadrons zu.
- f_{ion} . Anteil der von den geladenen Teilchen im Schauer durch Ionisierung deponierten Energie.
- f_n . Anteil der von Neutronen durch elastische Stöße oder Kernreaktionen deponierten Energie.
- f_γ . Anteil der von Photonen deponierten Energie, die in Kernreaktionen entstanden sind. $E_\gamma \sim \text{keV} \dots \text{MeV} \Rightarrow$ Energieübertrag durch Comptonstreuung oder Photoeffekt. Dieser Beitrag kann mit großer Verzögerung $\gtrsim \mu\text{s}$ auftreten.
- f_B . Die Bindungsenergie, die zum Aufbrechen eines Kerns benötigt wird, wird nicht gemessen und trägt nicht zum Kalorimetersignal bei. Ähnlich ist dies bei Neutrinos, die in f_B üblicherweise berücksichtigt werden.

Beiträge zur in einem Materialblock eingebrachten Energie E_{dep}

$$E_{dep} = (f_{em} + \underbrace{f_{ion} + f_n + f_\gamma + f_B}_{=: f_h}) E_{dep}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{=1 \text{ per definitionem}}$

- f_{em} schwankt in einem hadronischen Schauer sehr stark zwischen 0 und 1, wenn in den ersten Wechselwirkungen gar keine oder nur neutrale Pionen erzeugt werden.
- Die hadronische Komponente ist in ihrer Zusammensetzung weitgehend unabhängig von der Art des einlaufenden Teilchens und deren Energie.

Konzepte für zukünftige Hadroncollider

- Ziele:**
- Präzisionsteste des Standardmodells
 - Suche nach neuen Teilchen oder Wechselwirkungen

Methode: Untersuchung von Kollisionen hochenergetischer Teilchen.

- Die Teilchen, die man zusammenstößt, müssen elektrisch geladen sein, damit man sie beschleunigen kann.
- Die Teilchen, die man zusammenstößt, müssen stabil sein, damit sie in einem Beschleunigerring gespeichert werden können.

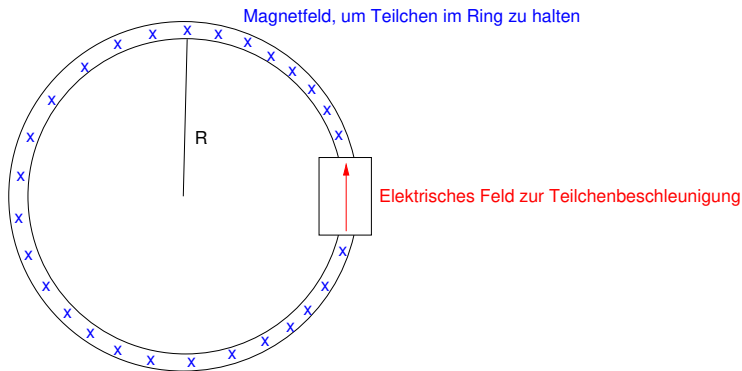
⇒ Nur zwei Teilchen kommen in Frage:

- Elektronen (und Positronen)
- Protonen (und Antiprotonen)

Teilchen	Vorteile	Nachteile
e^\pm	e^\pm elementare Teilchen	Erzeugung von viel Synchrotronstrahlung in Ringbeschleunigern
p (\bar{p})	Wenig Synchrotronstrahlung dank hoher Teilchenmasse. Beschleunigung zu sehr hohen Energien in Ringbeschleunigern möglich.	Proton kein elementares Teilchen. Kollision der Partonen.

- Einzige Möglichkeit für Kollisionen bei **Schwerpunktsenergien** $\gtrsim 10$ TeV: pp -Kollisionen.
- $p\bar{p}$ kein Gewinn, da
 - Partonenluminositäten von pp und $p\bar{p}$ ähnlich sind und
 - viel geringere Luminositäten bei $p\bar{p}$ als bei pp erreicht werden können, weil es schwierig ist, hinreichend viele Antiprotonen zu erzeugen und zu speichern.

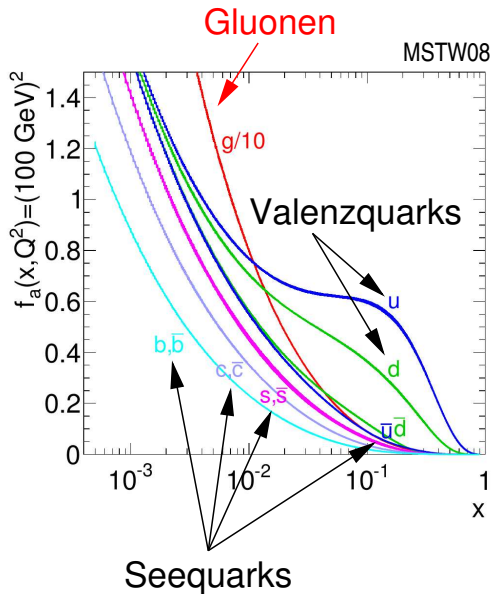
Grundprinzip eines Speicherrings/Colliders



- Die Größe des Magnetfelds B und der Ringradius R bestimmen die maximal erreichbare Strahlenergie bzw. den höchstmöglichen Strahlimpuls.

$$p = eBR$$

- LHC: $B=8$ T, $R=4,3$ km, d.h. $p \approx 10$ TeV.
- FCC: $B=16$ T, $R \approx 16$ km, d.h. $p \approx 70$ TeV.



x : Bruchteil des Protonenimpulses, der in einem Parton steckt.

Q : Impulsskala der Partonenkollision.

$$\sqrt{s_{Parton\ 1, Parton\ 2}} = \sqrt{x_1 \cdot x_2} \sqrt{s_{pp}},$$

d.h. Kollisionen mit

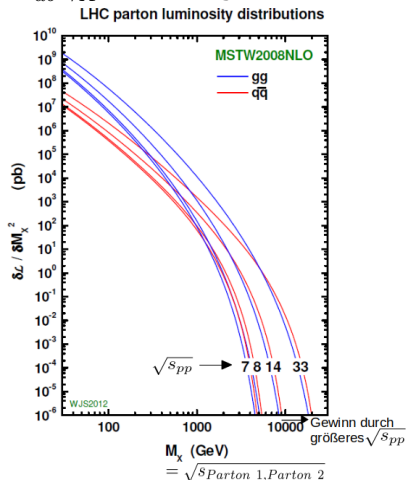
$\sqrt{s_{Parton\ 1, Parton\ 2}} = \sqrt{s_{pp}}$ sind sehr selten.

Partonenluminosität

Allgemeine Formel für den Wirkungsquerschnitt für einen Prozess:

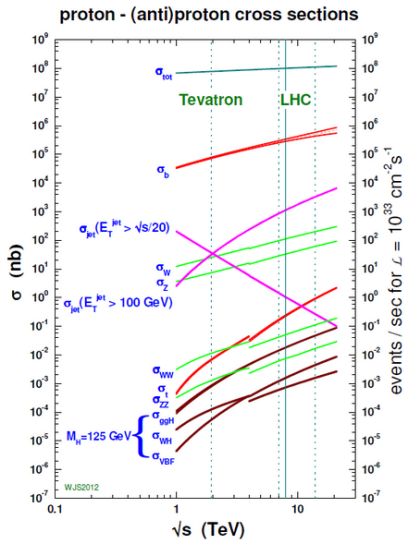
$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b=q,g} \int_0^1 \int_0^1 \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \cdot \underbrace{f_a(x_a, Q^2) \cdot f_b(x_b, Q^2)}_{\text{Partonenluminosität}} dx_a dx_b$$

$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$: Wirkungsquerschnitt des Prozesses auf Partonenniveau.



- Partonenluminositäten nehmen mit $\sqrt{s_{pp}}$ zu, weil mit zunehmendem Q^2 mehr Seequarks und Gluonen entstehen.
- Gluonen dominieren bei kleinen Werten von $\sqrt{s_{Parton \ 1, Parton \ 2}}$, weil die Partonendichten bei kleinen Werten von x von Gluonen dominiert werden.

Wirkungsquerschnitte bei pp -Stößen



- σ wächst mit $\sqrt{s_{pp}}$.
 - σ für interessante Prozesse wie z.B. die Erzeugung von Higgsbosonen sehr klein und viel kleiner als für QCD-Prozesse wie etwa $pp \rightarrow b\bar{b}$.
- ⇒
- Große pp -Kollisionsraten (große Luminosität) nötig, um auf seltene Prozesse empfindlich zu sein.
 - Selektive Trigger zur Auswahl interessanter pp -Kollisionen unabdingbar.

Strategie für die nächsten Jahre

- Verzehnfachung der Luminosität am LHC → HL-LHC.
- Verzehnfachung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{pp}}$ → FCC-hh.

(Momentane) Luminosität

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{A}$$

n_b : Anzahl der Teilchenpakete im Speicherring.

f_r : Kollisionsfrequenz.

$n_{1,2}$: Anzahl der Protonen in den kollidierenden Teilchenpaketen.

A : Effektive Fläche der kollidierenden Teilchenpakete.

Ereignisrate

$$\sigma_{pp \rightarrow X} \cdot \mathcal{L}$$