

5 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Die experimentellen Erkenntnisse der Kern- und Teilchenphysik basieren auf dem Nachweis von Strahlung. Hierbei bezeichnen wir sowohl elektromagnetische Strahlung (Photonen) als auch geladene und ungeladene Teilchen als Strahlung. Die Information über die subatomaren Strukturen steckt hierbei in Observablen wie

- der Energie der Strahlung,
- der Multiplizität und Art der Strahlung,
- der Emissionsrichtung der Strahlung,
- der Emissionszeit der Strahlung.

Für die Bestimmung dieser Observablen benötigen wir verschiedene Detektoren, deren Funktionsweise auf der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie basieren.

Grundsätzlich muss man zwischen den folgenden Strahlungsarten unterscheiden: schweren geladenen Teilchen, Elektronen und Positronen, Photonen sowie ungeladenen Teilchen, die nachfolgend im Einzelnen behandelt werden.

5.1 Schwere geladene Teilchen

Geladene Teilchen geben ihre Energie vor allem beim Durchqueren eines Materials durch Stöße mit den Hüllenelektronen der Atome im *Bremsmaterial* ab. Nur bei sehr geringen Energien tragen auch Stöße mit den Atomkernen bei. Da die auf ein individuelles Elektron übertragene Energie nur im Bereich von einigen eV liegt, verliert das Teilchen seine Energie in einer sehr großen Anzahl von Stößen.

Bereits Bohr hatte eine einfache Abschätzung für den Energieverlust der schweren geladenen Teilchen durchgeführt. Die Herleitung sei nachfolgend kurz skizziert.

5.1.1 Das Bohr Modell

Ein schweres geladenes Teilchen fliegt in einer Entfernung b (Stoßparameter) an einem Elektron vorbei (Abb. 5.1). Es wirkt die Coulombkraft $\vec{F}_c = -q\vec{E}$ zwischen den beiden Teilchen. Wegen $F = dp/dt$ ist der Impulsübertrag auf das Hüllenelektron gegeben

durch

$$\Delta p = \int F_c dt = \frac{1}{v} \int F_c dx = \frac{1}{v} \int F_{\perp} dx = \frac{e}{v} \int E_{\perp} dx \quad (5.1)$$

Bei Integration über die gesamte Trajektorie heben sich alle longitudinalen Komponenten der Coulombkraft F_c auf und es bleiben nur die senkrechten Komponenten $F_{\perp}$. Es ist im übrigen zu beachten, dass man hierbei annimmt, dass die Trajektorie gradlinig ist, die Coulomb-Kraft die Bahn also nur vernachlässigbar krümmt.

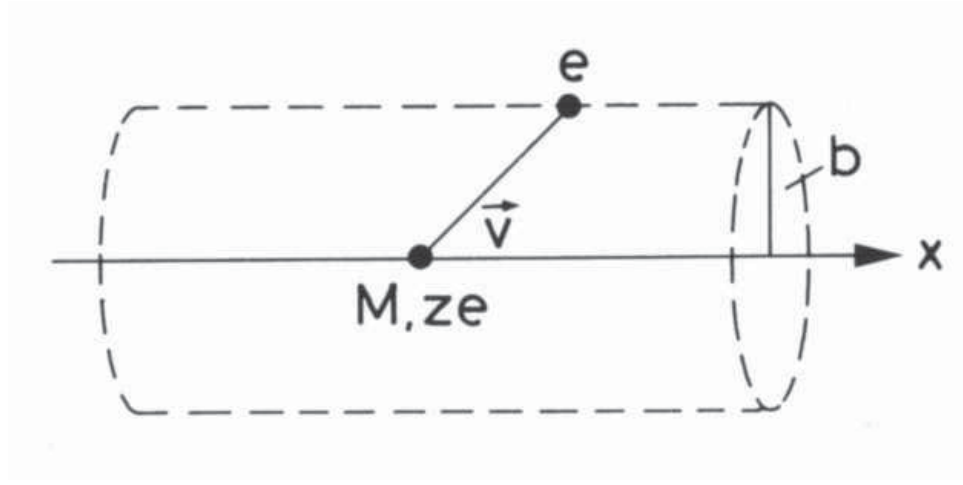


Abb. 5.1: Geometrie für die Betrachtung des Impulsübertrags eines schweren geladenen Teilchens auf die Hüllenelektronen im Abstand von der Flugbahn (aus Leo).

Das obige Integral lässt sich mit dem Gauss'schen Satz bestimmen, denn es gilt

$$\oint E_{\perp} dA = \int \rho dV = ze \quad (5.2)$$

Für einen Zylinder mit Radius b und Länge dx ergibt sich

$$\oint E_{\perp} dA = \int E_{\perp} 2\pi b dx = 4\pi ze \quad (5.3)$$

und somit

$$\int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b}. \quad (5.4)$$

Damit ergibt sich für den Impulsübertrag

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{bv}. \quad (5.5)$$

und der Energieübertrag ist

$$\Delta E = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_ev^2b^2}. \quad (5.6)$$

Unter Verwendung dieses Ergebnisses kann man den Energieverlust dE pro Wegstreckenelement dx , die so genannte *Stoppingpower* berechnen. Hierzu wird eine Elektronendichte N_e der Hüllenelektronen im Bremsmedium angenommen. Dann ist der Energieverlust des geladenen Teilchens durch die Elektronen im Hohlzylinder mit innerem Radius b und äußerem Radius $b + db$ pro Wegstreckenelement dx , also ein Volumenelement $dV = 2\pi b db dx$, gegeben durch:

$$-dE(b) = \Delta E(b) \cdot N_e dV = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx. \quad (5.7)$$

Die *Stopping Power* für alle möglichen Bahnparameter b ist damit gegeben durch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} dx = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (5.8)$$

Für die Wahl des maximalen und minimalen Bahnparameters muss man berücksichtigen, dass die Hüllenelektronen gebunden sind und daher eine minimale Energie, das *Ionisationspotential* I , notwendig ist, um eine Anregung zu erreichen. Damit ergibt sich mit (5.6) für b_{max} :

$$\Delta E_{min} = I = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b_{max}^2} \Rightarrow b_{max} = \sqrt{\frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 I}} = \frac{ze^2}{v} \sqrt{\frac{2}{m_e I}}. \quad (5.9)$$

Der maximale Impulsübertrag Δp_{max} ergibt sich bei zentralen Stößen als $\Delta p_{max} = 2m_e v$. Damit ist nach Gleichung (5.5)

$$b_{min} = \frac{2ze^2}{v\Delta p_{max}} = \frac{2ze^2}{2m_e v^2} = \frac{ze^2}{m_e v^2}. \quad (5.10)$$

Für die *Stopping power* ergibt sich damit

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \sqrt{\frac{2m_e v^2}{I}} \quad (5.11)$$

Die wesentlichen Abhängigkeiten $-dE/dx \propto (z^2/v^2)$ sind in dieser vereinfachten Betrachtung bereits enthalten.

5.1.2 Bethe-Bloch Formel

Eine vollständige quantenmechanische Behandlung dieses Problems wurde von Bethe, Bloch und anderen Autoren durchgeführt. Das Ergebnis ist als *Bethe-Bloch-Formel* bekannt:

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

(5.12)

Hierbei wurden die folgenden Parameter verwendet:

r_e	: klassischer Elektronenradius
m_e	: Ruhemasse des Elektrons
N_A	: Avogadrokonstante
I	: mittleres Anregungspotential des Materials
A	: Massenzahl des absorbierenden Materials
Z	: Ordnungszahl des absorbierenden Materials
ρ	: Dichte des absorbierenden Materials
z	: Ladung des einfallenden Teilchens
$\beta = v/c$	, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
δ	: Dichtekorrektur
C	: Schalenkorrektur
W_{max}	: max. Energietransfer in einzelner Kollision $W_{max} \approx 2m_e c^2 \beta \gamma$ (für $M \gg m_e$)

Der Energieverlust $-dE/dx$ hängt quadratisch von der Ladung der geladenen Teilchen ($\propto z^2$) ab, während er von der Masse M der Teilchen unabhängig ist. Die Abhängigkeit vom Bremsmaterial ist schwach, da das Verhältnis Z/A für die meisten Materialien ungefähr gleich ist [$Z/A(^{12}C) = 0,5$; $Z/A(^{208}Pb) = 0,4$]. dE/dx fällt für nicht-relativistische Teilchen wie $(1/v^2)$ ab, durchläuft, wie in Abb. 5.2 zu sehen ist, ein Minimum bei $E = 3Mc^2$ und steigt danach logarithmisch an.

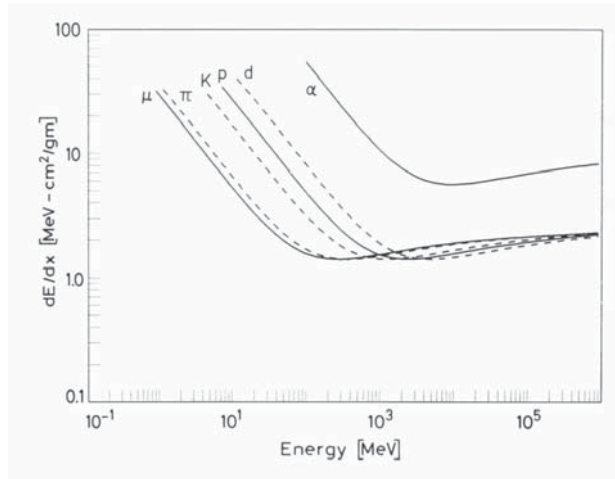


Abb. 5.2: Stopping Power verschiedener schwerer geladener Teilchen als Funktion der Energie (aus Leo).

Betrachtet man den Energieverlust als Funktion der Eindringtiefe in ein Medium, so erhält man die so genannte *Bragg-Kurve* (Abb. 5.3). Es ist deutlich, dass der Energieverlust ein Maximum kurz vor Erreichen der maximalen Eindringtiefe durchläuft. Im Bereich dieses *Bragg-Peaks* wird also die maximale Energie im Medium deponiert.

Dieser Effekt wird bei der Tumorthherapie mit Protonen und Schwerionen benutzt, die z.B. am PSI in Villingen, Schweiz mit Protonen oder bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt mit hochenergetischen Kohlenstoffstrahlen durchgeführt wird. Inzwischen entstehen in Deutschland mehrere Kliniken für die Hadronentherapie, z.B. das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum HIT oder das Rinecker Proton Therapy Center in München. Dabei wird die Energie des Strahls so eingestellt, daß die Schwerionen oder Protonen die maximale Energie im Tumor verlieren, während das gesunde Gewebe vor und hinter dem Tumor nicht oder nur erheblich geringer geschädigt wird.

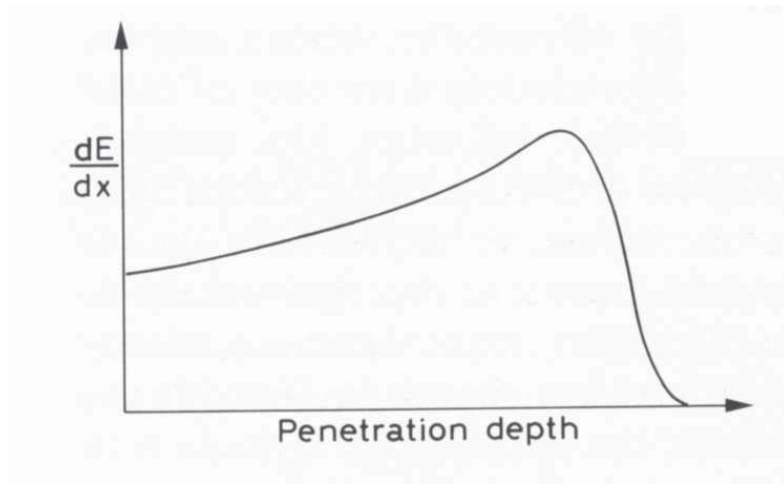


Abb. 5.3: Bragg-Kurve: dE/dx als Funktion der Eindringtiefe (aus Leo).

5.2 Elektronen und Positronen

Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie natürlich auch durch Stöße mit den Hüllenelektronen. Zusätzlich kommt es zur Abstrahlung von Bremsstrahlung. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist für Energien unterhalb von einigen MeV vernachlässigbar, während es der dominante Verlustmechanismus für Energien oberhalb einer kritischen Energie von etwa $600MeV/Z$ ist, wobei Z die Ordnungszahl des Bremsmediums ist. Der totale Energieverlust ist also gegeben durch

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{koll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (5.13)$$

5.2.1 Energieverlust durch Kollisionen

Für den Energieverlust leichter Teilchen durch Kollisionen mit den Hüllenelektronen ist es aufgrund der kleinen Massen notwendig, die Ablenkung der Teilchen von einer gradlinigen Bahn zu berücksichtigen.

Die vollständige Ableitung ergibt eine der Bethe-Bloch Formel ähnlichen Ausdruck:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{koll} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (5.14)$$

Dabei ist

$$\tau = \frac{E_e - m_e c^2}{m_e c^2}$$

und der Ausdruck $F(\tau)$ ist unterschiedlich für Elektronen und Positronen:

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad (\text{für } e^-) \quad (5.15)$$

bzw.

$$F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3} \right) \quad (\text{für } e^+). \quad (5.16)$$

5.2.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Der Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung im Coulomb-Feld der Atomkerne des Bremsmediums ist gegeben durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N E_0 \phi_{rad}. \quad (5.17)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Atome pro Volumenelement $N = \rho N_A / A$ und E_0 die Anfangsenergie der Elektronen. Die Funktion ϕ_{rad} ist gegeben durch

$$\phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (5.18)$$

Eine nützliche Abschätzung des Verhältnisses von Strahlungsverlusten zu Kollisionsverlusten ist gegeben durch:

$$\frac{(\frac{dE}{dx})_{rad}}{(\frac{dE}{dx})_{kollision}} \approx \frac{E}{m_e c^2} \frac{Z}{1200} = (\tau+1) \frac{Z}{1200}. \quad (5.19)$$

Hierdurch ergibt sich eine kritische Energie E_c oberhalb der die Bremsstrahlungsverluste dominant sind. Für die Energie E_c wird also das Verhältnis (5.19) gerade eins und es ergibt sich $E_c \approx 600 \text{ MeV} / Z$

5.2.3 Strahlungslänge

Aus Gleichung 5.17 ergibt sich, dass die Energie durch Abstrahlung exponentiell abnimmt:

$$E = E_0 e^{-x/L_{rad}}. \quad (5.20)$$

Den Parameter L_{rad} nennt man die *Strahlungslänge* für den Energieverlust durch Bremsstrahlung, der angibt nach welcher Eindringtiefe die Energie der Elektronen oder Positronen auf $1/e$ des Anfangswertes abgefallen ist.

Für die Strahlungslänge ergibt sich somit $L_{rad} = 1/(N \cdot \phi_{rad})$:

$$L_{rad} = \frac{716,4 g/cm^3 \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (5.21)$$

5.2.4 Čerenkov Strahlung

Čerenkov Strahlung wird emittiert, wenn ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v = \beta c$ durch ein polarisierbares Medium fliegt, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium

$$v = \beta c > c_{med}(\nu) = \frac{c}{n(\nu)},$$

wobei $n(\nu)$ der frequenzabhängige Brechungsindex des Mediums ist.

Diese Emission kann man sich plausibel machen, wenn man die polarisierende Wirkung der Strahlung auf das Medium betrachtet.

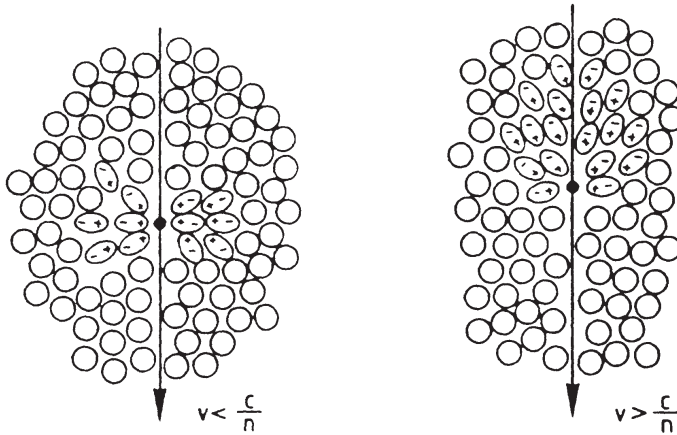


Abb. 5.4: Polarisation eines Dielektrikums beim Durchgang (links) langsamer und (rechts) schneller Elektronen als Erklärung für den Čerenkov Effekt (aus Gruppen).

Man betrachte zunächst den Fall eines sich langsam bewegenden ($v \ll c_{med}$) Teilchens. Das durchquerte Dielektrikum spürt in axialer und azimuthaler Richtung ein symmetrisches Polarisationsfeld (Linke Seite von Abb. 5.4). Daher gibt es in einiger Entfernung kein resultierendes Feld und damit natürlich auch keine Emission elektromagnetischer Strahlung.

Für den Fall, dass $v > c_{med}(\nu)$ ist, kommt es zu einer azimuthal symmetrischen aber axial asymmetrischen Polarisation. Diese erzeugt ein Dipolfeld entlang der Achse, welches auch in großem Abstand spürbar ist. Die Atome vor dem Elektron sind nur geringfügig polarisiert, weil das Elektron schneller fliegt als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des von ihm erzeugten elektromagnetischen Feldes. Durch dieses Dipolfeld wird eine elektromagnetische Welle erzeugt. Da das Elektron jedoch schneller als die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Strahlung fliegt, kommt es wie bei einer Mach-Welle (Flug mit Überschallgeschwindigkeit) zu einer konstruktiven Wellenfront (Abb. 5.5), die den Öffnungswinkel

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\nu)}. \quad (5.22)$$

Wie man sieht, hängt der Öffnungswinkel sowohl von der Geschwindigkeit der Elektronen, als auch von der Frequenz der emittierten Strahlung ab.

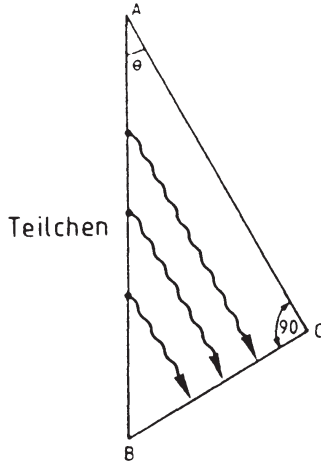


Abb. 5.5: Emission des Čerenkov-Kegels (aus Gruppen).

Das Frequenzspektrum der Čerenkov Strahlung ist kontinuierlich und die abgestrahlte Energie pro Einheit der Spurlänge ist gegeben durch

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu. \quad (5.23)$$

Die Integration wird über den Frequenzbereich durchgeführt, für den $v > c_{med}(\nu)$.

Führt man die Integration über einen kleinen Wellenlängenbereich durch, über den der Brechungsindex sich nur gering verändert, so erhält man

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^2}{2c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)_{ave} (\nu_1^2 - \nu_2^2). \quad (5.24)$$

Man sieht, dass höhere Frequenzbereiche mehr zum Energieverlust beitragen, weshalb im sichtbaren Bereich die blaue Farbe dominant ist.

Beispiel 5.1

Beim Durchgang schneller Elektronen ($z=1$) durch Wasser ($n = 1,33$) beträgt der Energieverlust durch Čerenkov Strahlung im sichtbaren Bereich ($\lambda \approx 400 - 700nm$) etwa $dE/dx \approx 400eV/cm$. Mit einer mittleren Energie von $2eV$ pro Photon werden also ca. 200 Photonen/cm im sichtbaren Bereich emittiert.

Bei einem totalen Energieverlust von $dE/dx \approx 2MeV/cm$ für relativistische Elektronen trägt die Čerenkov Strahlung daher nur einen sehr geringen Anteil bei.

Man setzt die Messung von Čerenkov Strahlung oft dafür ein die Geschwindigkeit der Teilchen zu bestimmen, die man durch Messung des Öffnungswinkels der Strahlung erhält.

5.3 Photonen

Röntgen- und Gammastrahlung haben erheblich größere Eindringtiefen als geladene Teilchen. Für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie sind drei physikalische Prozesse relevant:

- Photoelektrischer Effekt
- Compton Streuung
- Paarbildung

Anders als bei geladenen Teilchen werden die Photonen nicht einfach abgebremst, sondern die Wechselwirkungsprozesse entfernen die Photonen aus dem geradlinig verlaufenden Strahl. Natürlich kann es auch zu inelastischen Streuungen kommen.

Das bedeutet, dass das in Strahlrichtung aus einem Medium austretende Energiespektrum unverändert jedoch in seiner Intensität I abgeschwächt ist. Der Abfall der Intensität verläuft dabei exponentiell als Funktion der Dicke des durchdrungenen Materials:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x}, \quad (5.25)$$

wobei I_0 die Anfangsintensität, x die Dicke des Mediums und μ der sogenannte *Absorptionskoeffizient* oder *Abschwächungskoeffizient* ist, für den gilt:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum \sigma_i \quad (5.26)$$

Es wird hier über die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse summiert.

5.3.1 Photoelektrischer Effekt

Ein gebundenes Hüllenelektron kann ein auf dieses treffende Photon absorbieren, wodurch das Elektron mit der Energie

$$E = h\nu - B.E$$

emittiert wird, wobei $B.E.$ die Bindungsenergie des Elektrons ist. Diese Photonenabsorption kann aus Gründen der Impulserhaltung nur an gebundenen Elektronen stattfinden wobei der Atomkern für die Impulserhaltung sorgt.

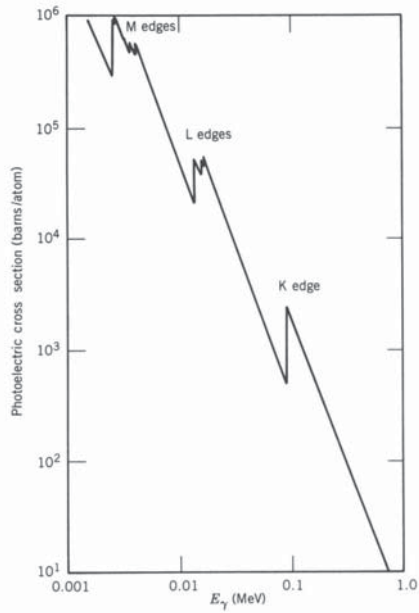


Abb. 5.6: Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts als Funktion der Photonenenergie (aus Krane).

Abb. 5.6 zeigt den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts als Funktion der Photonenenergie. Der Wirkungsquerschnitt fällt im wesentlichen mit E_γ^{-3} ab. Die Zacken im Wirkungsquerschnitt reflektieren die Bindungsenergien der K, L und M Elektronen.

Unterhalb der Bindungsenergie der jeweiligen Schalen ist die Photonenenergie zu klein für eine Absorption. Bei Erreichen der Bindungsenergie steigt der Wirkungsquerschnitt scharf an, da insgesamt mehr Elektronen für die Absorption zur Verfügung stehen. Oberhalb dieser *Absorptionskanten* fällt der Wirkungsquerschnitt wiederum ab.

Insgesamt verhält sich der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt wie

$$\sigma_{photo} \propto Z^4 E_\gamma^{-3} \quad (5.27)$$

Die starke Z-Abhängigkeit ist der Grund dafür, dass sehr effiziente Gammadetektoren aus schweren Materialien bestehen.

5.3.2 Compton Streuung

Die inelastische Streuung von Photonen an freien Elektronen nennt man Compton Streuung. Innerhalb eines Mediums kann man die Bindungsenergie der Elektronen in erster Näherung vernachlässigen.

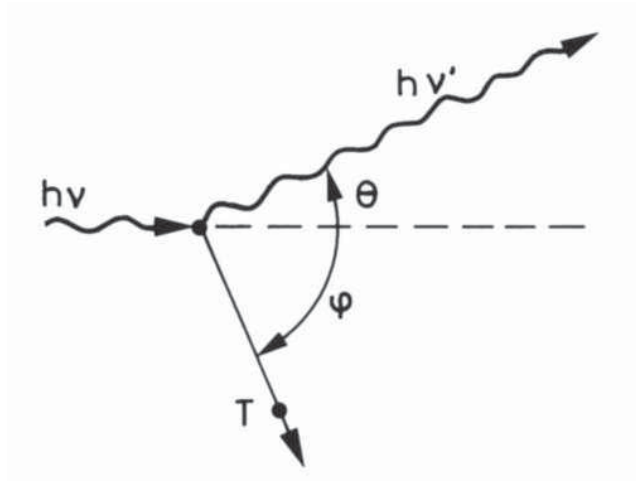


Abb. 5.7: Geometrie der Compton Streuung (aus Leo).

Abbildung 5.7 zeigt die Geometrie der Compton Streuung. Für die Energie des gestreuten Photons gilt:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma_c(1 - \cos \theta)}, \quad (5.28)$$

wobei $\gamma_c = h\nu/(m_e c^2)$.

Die Energie des gestreuten Elektrons ist damit

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma_c(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma_c(1 - \cos \theta)}, \quad (5.29)$$

Die maximale Energie der gestreuten Elektronen ergibt sich für 180° Streuung zu

$$E_e^{max} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{2\gamma_c}{1 + 2\gamma_c}, \quad (5.30)$$

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der Compton-gestreuten Elektronen. Insbesondere ist die Lücke zwischen der Energie des einfallenden Photons und der maximalen Elektronenenergie sichtbar. Die bei E_e^{max} sichtbare Erhöhung des Spektrums nennt man die *Compton-Kante*.

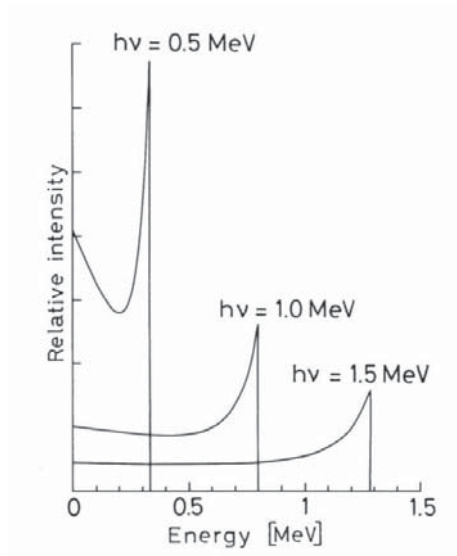


Abb. 5.8: Spektrum der Compton gestreuten Elektronen für verschiedene Photonenenergien (aus Leo).

Die Form des Elektronenspektrums in Abb. 5.8 reflektiert die Energie- und auch Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wird durch die so genannte *Klein-Nishina Formel* beschrieben:

$$\frac{d\sigma_{compt}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma_c(1 - \cos\theta)]^2} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma_c^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma_c(1 - \cos\theta)} \right) \quad (5.31)$$

Abb. 5.9 zeigt die Winkelabhängigkeit des Compton-Streuquerschnittes für verschiedene Energien des einfallenden Photons.

Durch Integration über den gesamten Raumwinkel erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt für die Compton Streuung:

$$\sigma_{compt} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma_c}{\gamma_c^2} \left[\frac{2(1 + \gamma_c)}{1 + 2\gamma_c} - \frac{1}{\gamma_c} \ln(1 + 2\gamma_c) \right] + \frac{1}{2\gamma_c} \ln(1 + 2\gamma_c) - \frac{1 + 3\gamma_c}{(1 + 2\gamma_c)^2} \right\}$$

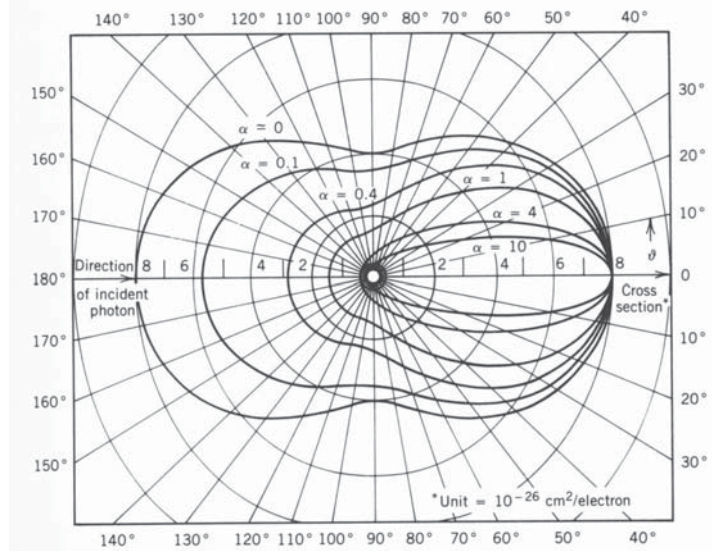


Abb. 5.9: Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Compton-Streuung (aus Krane).

(5.32)

Die Energieabhängigkeit von σ_{compt} ist in Abb. 5.10 gezeigt.

5.3.3 Paarbildung

Wenn die Energie eines Photons größer als die zweifache Ruheenergie des Elektrons ist ($E_\gamma > 2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$), kann sich ein Photon in ein Elektron-Positron Paar umwandeln. Aus Gründen der Impulserhaltung ist dieser Prozess jedoch nur unter Anteilnahme eines weiteren Teilchens, üblicherweise eines Atomkerns, möglich.

Für den Wirkungsquerschnitt σ_{paar} der Paarbildung, der in Abb. 5.11 gezeigt ist, gilt:

$$\sigma_{\text{paar}} \propto 4Z^2 \alpha r_e^2. \quad (5.33)$$

5.3.4 Totaler Absorptionskoeffizient für Photonen

Abbildung 5.12 ist der totale Absorptionskoeffizient für Aluminium und Blei gezeigt. Man sieht, dass für Aluminium der Photoeffekt nur bis zu Energien von 100 keV relevant ist. Darüber ist bis oberhalb von 10 MeV die Compton Streuung der dominante Wechselwirkungsprozess. Die Paarbildung spielt erst für Energien oberhalb von 10 MeV eine wesentliche Rolle. In Blei hingegen dominiert der Photoeffekt bis zu Energien von etwa 500 keV und die Paarbildung wird bereits kurz oberhalb von 2 MeV dominant.

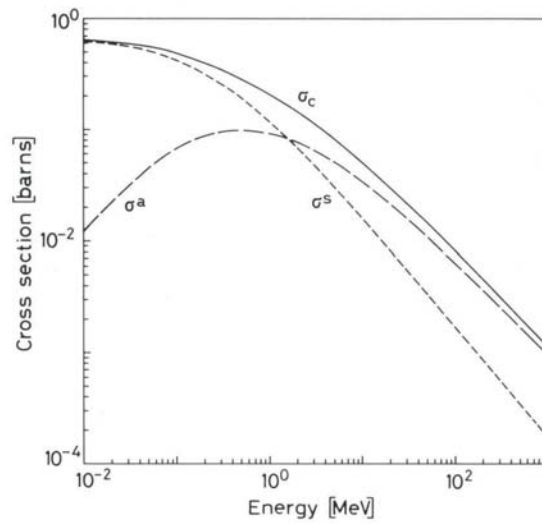


Abb. 5.10: Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Compton-Streuung (aus Leo).

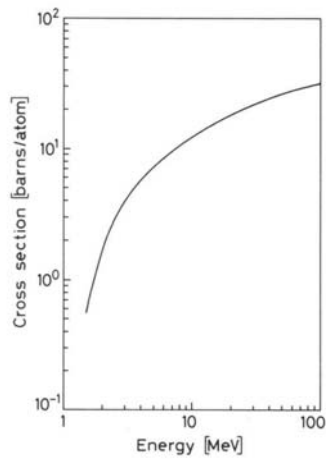


Abb. 5.11: Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Paarbildung (aus Leo).

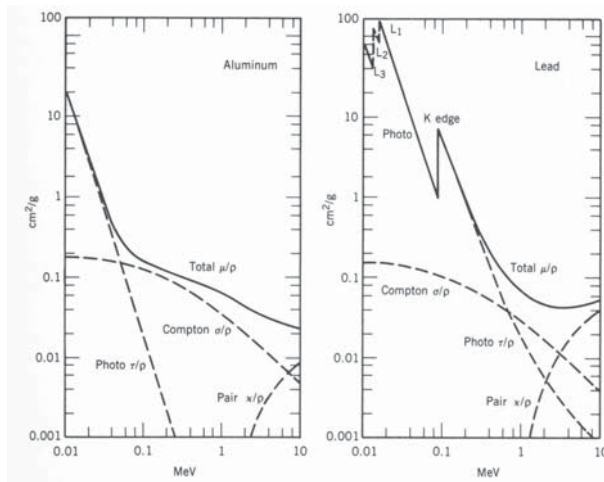


Abb. 5.12: Totaler Absorptionskoeffizient für Photonen in g/cm^2 für Aluminium (links) und Blei (rechts), sowie die Anteile von Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung. Während der Compton-Effekt nur eine geringe Abhängigkeit von Z aufweist, gibt es große Unterschiede für den Photoeffekt und die Paarbildung (aus Krane).