

II. Physikalische Grundlagen der Detektorphysik

Nachweis durch: **Wechselwirkung der Teilchen mit Materie**

- Teilchen müssen sich bemerkbar machen, z.B. durch Energieabgabe (Ionisation und Anregung) an ein Nachweis- oder Detektormedium.
- störend für den Meßprozeß, limitiert die Genauigkeit

Grundlegende Wechselwirkung: **elektromagnetische WW**

Ausnahmen: starke WW bei der hadronischen Schauerbildung in Kalorimetern
schwache WW bei direkter Neutrinowechselwirkung

Energie wird zum großen Teil durch die Wechselwirkung geladener Teilchen mit den Elektronen der Atomhülle verloren.

$$\sigma \sim 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2 !!$$

Übersicht über die Energieverlustprozesse

geladene Teilchen	Photonen, γ
Ionisation und Anregung	Photoeffekt
Bremsstrahlung	Compton-Streuung Paarbildung
Cherenkov-Strahlung	
Übergangsstrahlung	

2.1. Energieverlust durch Ionisation und Anregung

geladenes Teilchen (Masse M) tritt primär in WW mit Atomelektronen

$$\text{max. übertragbare Energie: } E_{kin}^{max} = \frac{2m_e p^2}{M^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} \Rightarrow 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

\Rightarrow Ionisierung der Atome entlang der Teilchenbahn;
Anregung derselben in höhere Zustände

(Teilchenbahn wird durch WW mit Elektronen nur geringfügig beeinträchtigt)

$$\text{Energieverlust pro Wegstrecke: } -\frac{dE}{dx}|_{ion} = n_{ion} \cdot \langle I \rangle$$

wobei: E : kinetische Energie
 n_{ion} : Zahl der e-Ion Paare (pro Wegstrecke)
 $\langle I \rangle$: durchschnittliche, zur Ionisation benötigte Energie (materialabhängig)

$\frac{dE}{dx}$ wurde erstmals von **H.Bethe und F.Bloch** berechnet (1932)
(elektromagnetische WW, relativistische Korrekturen)

Annahmen:

- Masse M des einlaufenden Teilchens ist groß im Vergleich zur Elektronenmasse ($M \gg m_e$)
- Geschwindigkeit $v = \beta c$ ist groß geg. der Geschwindigkeit des Elektrons auf seiner Bahn ($v \gg v_e$)

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} \gamma^2 \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

wobei: m_e : Ruhemasse des Elektrons
 N_L : Loschmidt-Zahl (Anzahl der Atome pro Grammatom)
 ρ, Z, A : Dichte, Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
 β, γ : rel. β und γ Faktoren des Teilchens
 $Q = ze$: Ladung des einfallenden Teilchens
 δ - Korrekturterm, Dichte-Effekt (s.u.)
 (in ursprünglicher Bethe-Bloch Formel vernachlässigt)

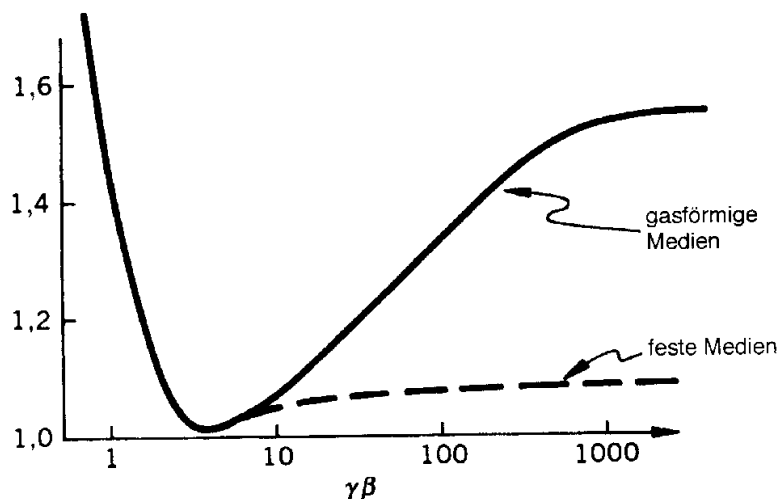
Übergang zum *Energieverlust pro Massenbelegung*,

Einheit: (MeV · cm² / g)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{dx'} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} \gamma^2 \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

wichtige Abhängigkeiten:

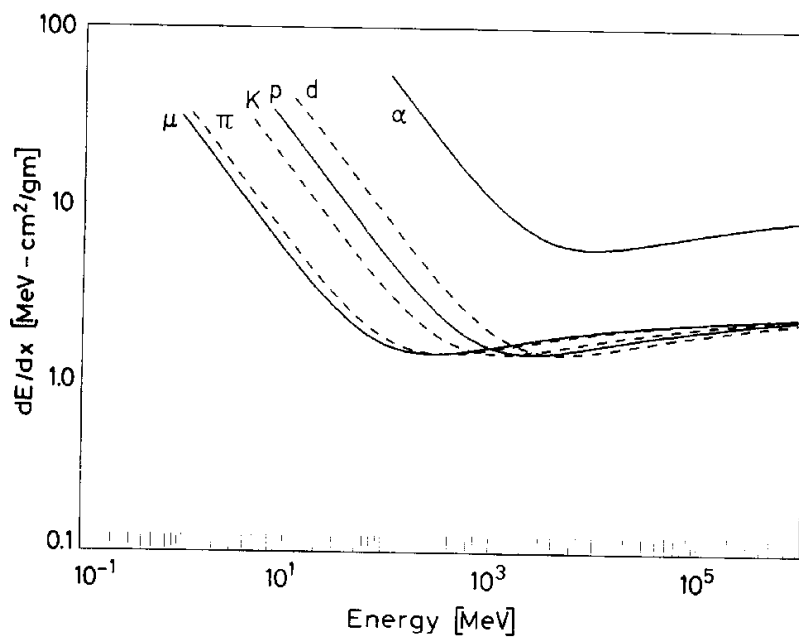
- Energieverlust ist **unabhängig von der Masse des einlaufenden Teilchens**
⇒ **universelle Kurve**



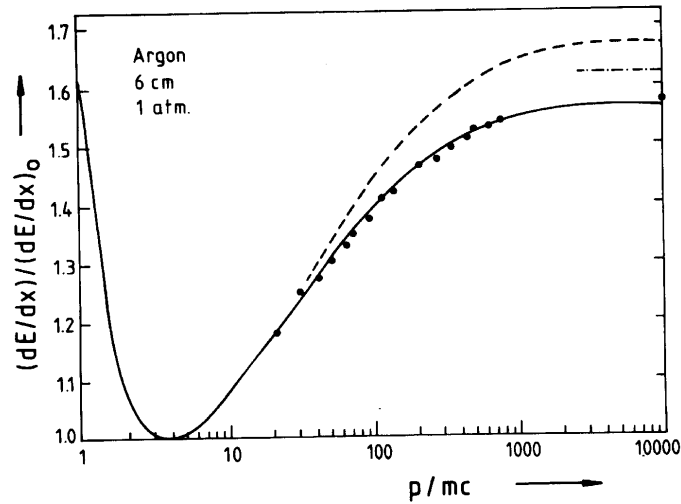
- hängt ab von Ladung und Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens
 $\sim Q^2/\beta^2$
- Absorber: dE/dx' ist rel. unabhängig vom Absorber;
Verhältnis Z/A ist über einen großen Bereich konstant
- Minimum für $\beta\gamma \approx 4$
minimal ionisierendes Teilchen: $\frac{dE}{dx}|_{min} \approx 1.5 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{g}$
- relativ. Anstieg wird für große $\beta\gamma$ gedämpft, Sättigungseffekt,
bedingt durch langreichweitige inneratomare Abschirmungseffekte
(**Korrekturterm δ**)
(materialabhängig, gut beobachtet in Gasen, nicht jedoch in Festkörpern)

Teilchen mit verschiedenen Ruhemassen (M), jedoch gleichem Impuls (p) erleiden einen unterschiedlichen Energieverlust:

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\beta^2} \quad \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} = \frac{M^2 \gamma^2}{p^2}$$

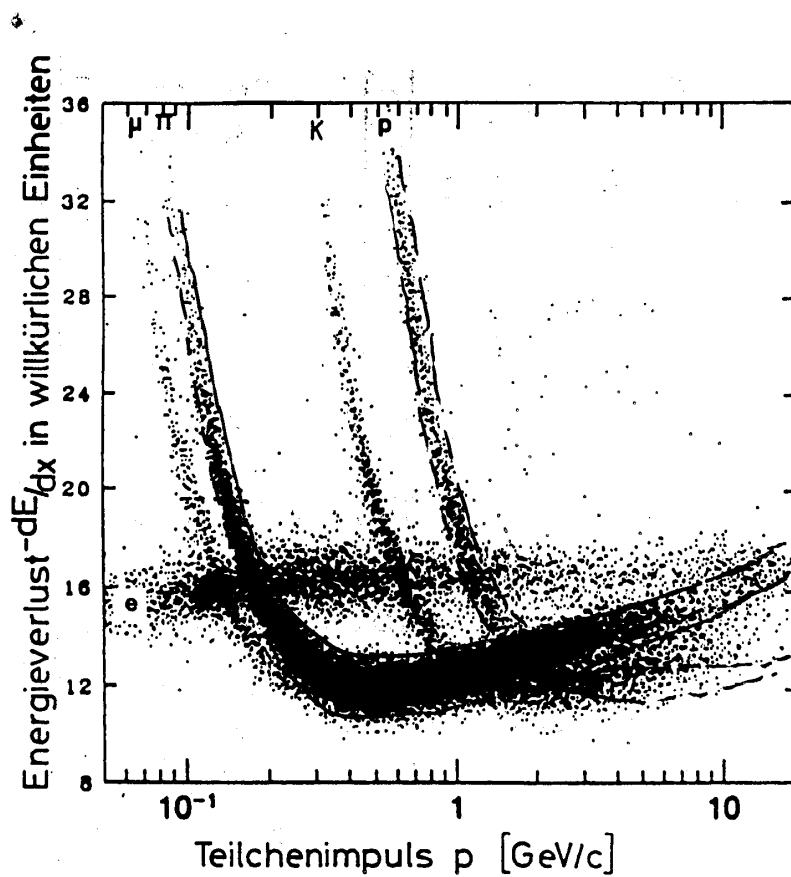


a) Energieverlust gemessen in Argon-Gas als Funktion des Impulses



rel. Anstieg + Dichtekorrektur exp. bestätigt

b) dE/dx - Messungen als Fkt. des Impulses (verschiedene Teilchen)



Grenzen der Gültigkeit der Bethe-Bloch Formel:

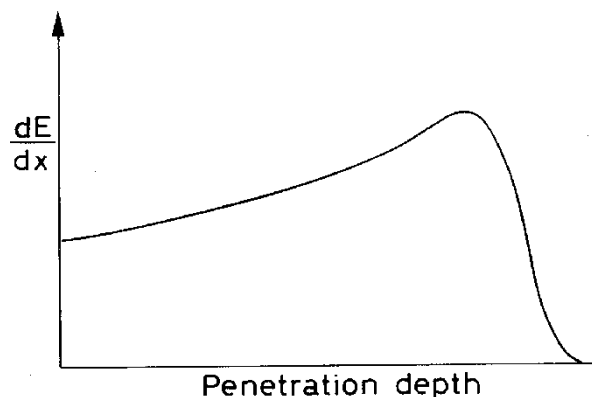
a) Bethe-Bloch Formel **gilt nicht bei kleinen Geschwindigkeiten**
($\beta < \sim 0.005$)

für kleiner werdende β -Werte durchläuft die dE/dx Kurve ein Maximum
(nach $1/\beta^2$ -Anstieg);

Im nicht-relativistischen Bereich ist der Energieverlust proportional zu β ;
 dE/dx wird z.B. durch die zeitweise Anlagerung von Elektronen an das
einlaufende Teilchen abgeschwächt (neutraler Zustand).

Effekte zeigen sich in Reichweitenkurven:

Reichweite $R := \int_E^0 \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$



b) Bethe Bloch Formel **gilt nicht für Elektronen**
(gleiche Massen, ununterscheidbare Teilchen)

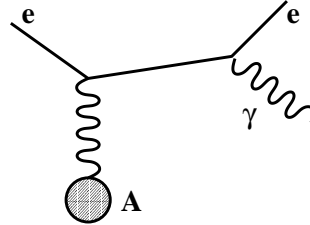
Ionisationsverlust für Elektronen:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{e^2 N_L}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2}.$$

$$\cdot \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} \langle I \rangle} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right]$$

2.2. Energieverlust durch Bremsstrahlung

Hochenergetische geladene Teilchen erleiden einen zusätzlichen Energieverlust durch die el.magn. WW im Coulomb-Feld des Kerns



Ein Teil der Energie wird in Form von Photonen abgestrahlt

$$-\frac{dE}{dx}|_{Brems} = 4\alpha N_L \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \ln \frac{183 Z(Z+1)}{Z^{1/3} A} Q^2 E$$

$$-\frac{dE}{dx}|_{Brems} := \frac{1}{X_0} Q^2 E \quad \Rightarrow \quad E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$$

wobei: α = Feinstrukturkonstante
 X_0 = Strahlungslänge

wichtige Abhängigkeiten:

- $Z(Z+1)$ berücksichtigt Bremsstrahlung im Kern- u. Elektronfeld
- $\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{m^2}$ (m = Masse des einlauf. Teilchens !)
 $\left(\frac{dE}{dx} \right)_\mu / \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \sim \frac{1}{40.000}$
- $\frac{dE}{dx} \sim E$ (Energie E des einlaufenden Teilchens;
 Bremsstrahlung wichtig bei hohen Energien)
- \Rightarrow exponentieller Energieverlust als Funktion der in Materie zurückgelegten Wegstrecke

Nach Durchlaufen einer Strahlungslänge ist im Mittel die Energie aufgrund von Bremsstrahlung auf den Wert $1/e$ abgefallen

- Energieverlustspektrum: $1/E$ Spektrum (große Fluktuationen)
- **Strahlungslänge** ist eine Materialkonstante
- **kritische Energie**: Energie bei der der Energieverlust pro Wegstrecke für Elektronen aufgrund von Ionisation und Bremsstrahlung gleich ist:

$$-\frac{dE}{dx}|_{ion}(E_c) = -\frac{dE}{dx}|_{brems}(E_c)$$

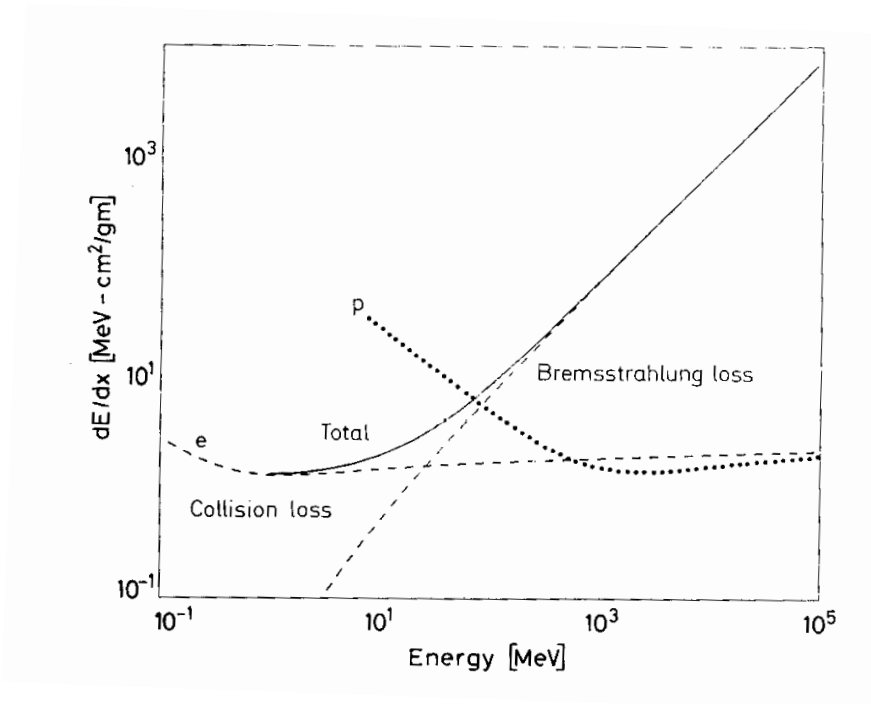
Nützliche Näherungen für Elektronen:
(schwere Elemente)

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z}$$

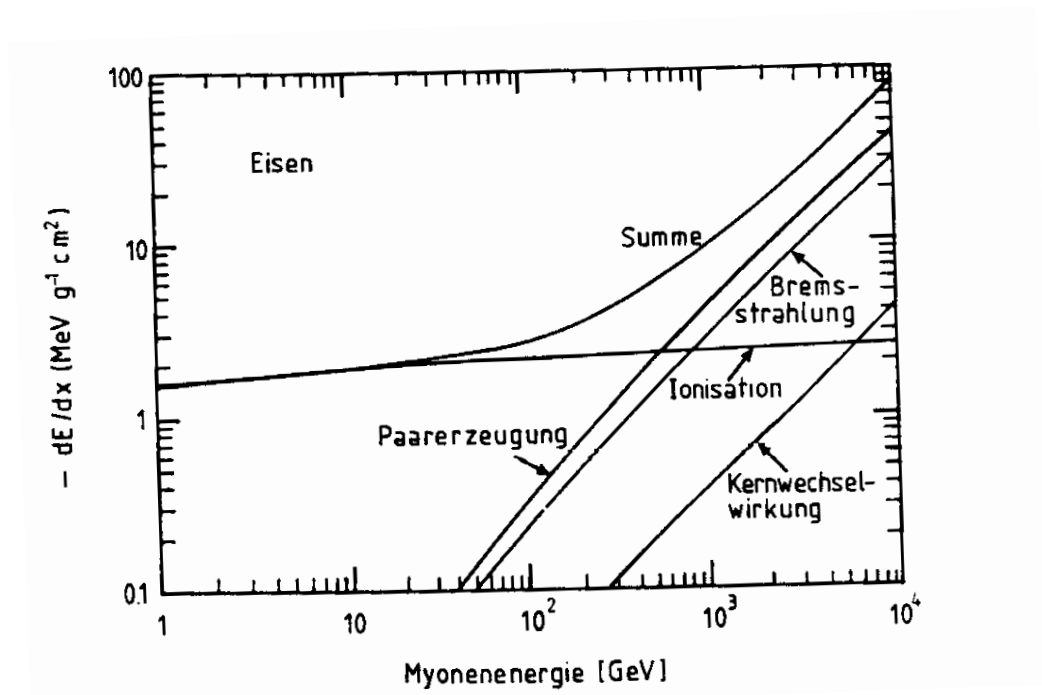
$$X_0 = 180 \frac{A}{Z^2} \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right)$$

Material	Z	A	$X_0[\text{g}/\text{cm}^2]$	$X_0/\rho [\text{cm}]$	$E_c[\text{MeV}]$
Wasserstoff	1	1.01	63	700000	350
Helium	2	4.00	94	530000	250
Lithium	3	6.94	83	156	180
Kohlenstoff	6	12.01	43	18.8	90
Stickstoff	7	14.01	38	30500	85
Sauerstoff	8	16.00	34	24000	75
Aluminium	13	26.98	24	8.9	40
Silizium	14	28.09	22	9.4	39
Eisen	26	55.85	13.9	1.76	20.7
Kupfer	29	63.55	12.9	1.43	18.8
Silber	47	109.9	9.3	0.89	11.9
Wolfram	74	183.9	6.8	0.35	8.0
Blei	82	207.2	6.4	0.56	7.40
Luft	7.3	14.4	37	30000	84
SiO ₂	11.2	21.7	27	12	57
Wasser	7.5	14.2	36	36	83

a) Energieverlust als Funktion der Energie für **Elektronen** in Kupfer



b) Energieverlust als Funktion der Energie für **Myonen** in Eisen

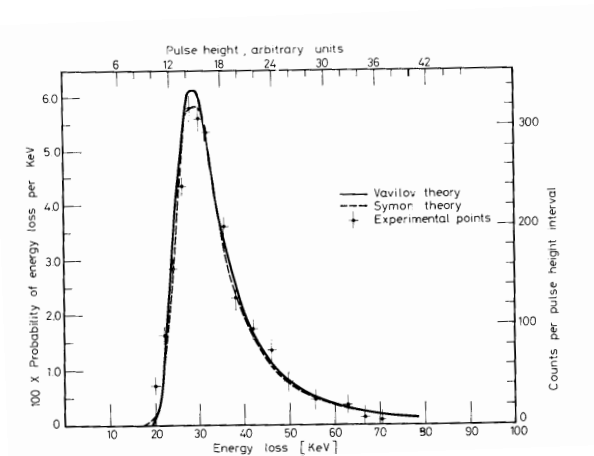
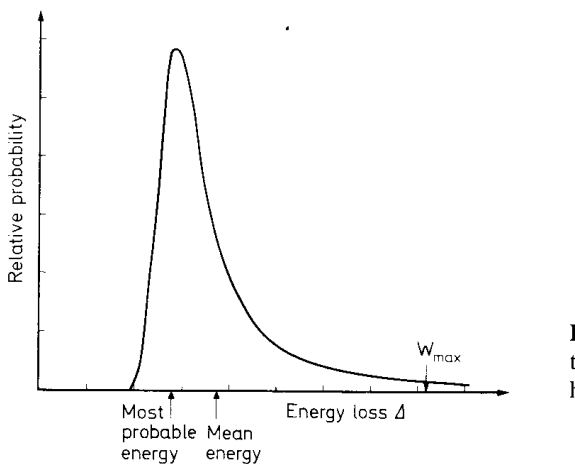


Kritische Energie für Myonen in Eisen: $E_c(e) \cdot 40000 \sim 830 \text{ GeV}$

(Bei hohen Energien wird auch die direkte Paarerzeugung $\mu + (A) \rightarrow \mu e^+ e^- (A)$ wichtig)

Verteilung der dE/dx -Messungen

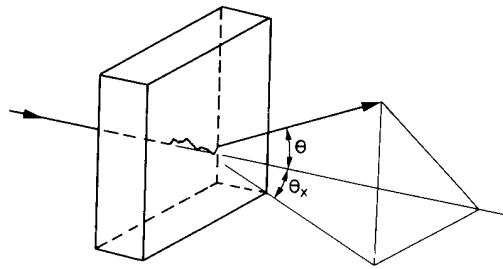
- Bethe-Bloch Formel gibt den **mittleren Energieverlust** geladener Teilchen durch Ionisation und Anregung an
- Es treten (insbesondere bei dünnen Absorberschichten) starke Fluktuationen um den mittleren Energieverlust auf
Energieverlustverteilung ist stark unsymmetrisch



- Energieverlustverteilung kann durch eine **Landau-Verteilung** beschrieben werden
für dicke Absorber: Landau \Rightarrow Gauß-Verteilung
- **Wahrscheinlichster Energieverlust \neq mittlerer Energieverlust**
(Beispiel: 1 cm Ar-Gas, min. ionisierendes Teilchen:
 $dE/dx_{wahr.} = 1.2 \text{ keV}$, $dE/dx_{mittl.} = 2.7 \text{ keV}$)
- Landau Fluktuationen sind zurückzuführen auf seltene, hohe Energieüberträge auf Atomelektronen (**δ -Elektronen**). Die Elektronen können dabei soviel Energie aufnehmen, daß sie selber wieder ionisieren.

2.3. Coulomb Vielfachstreuung

- Zusätzlich zu inelastischen Prozessen tritt die **elastische Streuung** an Kernen auf;
- \Rightarrow lediglich kleinere Änderungen der Teilchenbahn beim Einzelstoß;
- Summation über viele Stoßprozesse führt zu einer Divergenz der Teilchenbahn um die Sollbahn;
- Nettoeffekt nach Durchlaufen einer Materieschicht (X_0 , Dicke l) wird beschrieben durch Verteilungsfunktionen der Richtungsänderung θ und Ortsversetzung y ;



Verteilungen von θ und y zeigen einen Gauß'schen Zentralteil (98%) plus einen sog. Molière-tail (Einzelstreuungen unter großen Winkeln).

- Die Standardabweichung der Gaußverteilungen sind gegeben durch:

Winkelversetzung:
$$\sigma_{\theta} = \frac{0.021}{p \beta} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \quad (\text{Raumwinkel})$$

$$\sigma_{\theta}^{x,y} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\theta} = \frac{0.015}{p \beta} \sqrt{\frac{l}{X_0}} \quad (\text{Projektion})$$

Ortsversetzung:
$$\sigma_{x,y} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sigma_{\theta} \cdot l$$

Coulomb - Vielfachstreuung liefert einen Beitrag zum Fehler der Orts-/Koordinatenmessung \Rightarrow Fehler in der Impulsbestimmung

2.4. Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Photonen verlieren ihre Energie aufgrund von

- Photoeffekt
- Compton Effekt
- Paarerzeugung

Aufgrund dieser Prozesse wird ein Photonenstrahl beim Durchgang durch Materie in der Intensität geschwächt:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-(\mu/\rho)X}$$

wobei: x Schichtdicke
 ρ Dichte
 X Massenschichtdicke $X = \rho x$
 μ linearer Abschwächungskoeffizient
 μ/ρ Massenabschwächungskoeffizient

Der Abschwächungskoeffizient μ steht in Zusammenhang mit dem Photonabsorptionsquerschnitt σ :

$$\mu = \sigma \cdot \frac{N_L \rho}{A}$$

$$\mu = \mu_{Photo} + \mu_{Compton} + \mu_{Paar}$$

(N = Dichte der Streuzentren ($1/\text{cm}^3$))

Wirkungsquerschnitte als Funktion der reduzierten Photonenergie $\epsilon = E_\gamma/m_e$

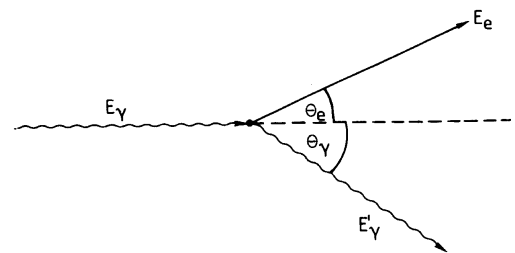
1. Photoeffekt: $\gamma + (A) \rightarrow e^- + A^+$

$$\epsilon > 1 : \quad \sigma_{photo} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 \frac{1}{\epsilon}$$

(wobei: $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2.8 \text{ fm}$, klassischer Elektronenradius)

\Rightarrow Materialien mit hohen Z-Werten sehr gut geeignet für Photo-Absorption

2. Compton-Effekt:



$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e'$$

Klein - Nishina Formel $\Rightarrow \sigma_C^e$
(Streuung eines Photons an einem freien Elektron)
(siehe F-Praktikum, Textbücher)

$$\text{Compton-Streuung an Atomen: } \sigma_C^{Atom} = Z \cdot \sigma_C^e$$

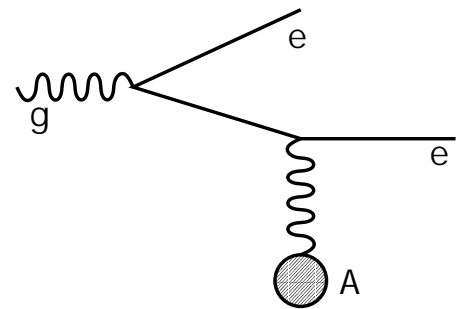
Grenzwerte:

- E_γ sehr klein: klassischer Thomson Streuquerschnitt

$$\sigma_C^e = \sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.67 \text{ barn}$$

- $\epsilon \gg 1$: $\sigma_c = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\epsilon \right) \sim \ln \epsilon / \epsilon$

3. Paarbildung: $\gamma + A \rightarrow e^+e^- + A$



Schwellenenergie: $E_\gamma > 2 \cdot m_e c^2$

- für hohe Energien ($\epsilon \gg 1 / (\alpha Z^{1/3})$) gilt:

$$\sigma_{Paar} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \approx \frac{7}{9} \cdot \frac{A}{N_L} \cdot \frac{1}{X_0}$$

(Abschirmung der Kernladung durch Hüllenelektronen berücksichtigt)

$$\Rightarrow \mu_{Paar} = \frac{7}{9} \cdot \frac{1}{X_0}$$

d.h: nach Durchlaufen einer Schichtdicke von $9/7 X_0$ ist die Intensität eines Photonstrahles aufgrund von Paarbildung auf $1/e$ abgefallen.

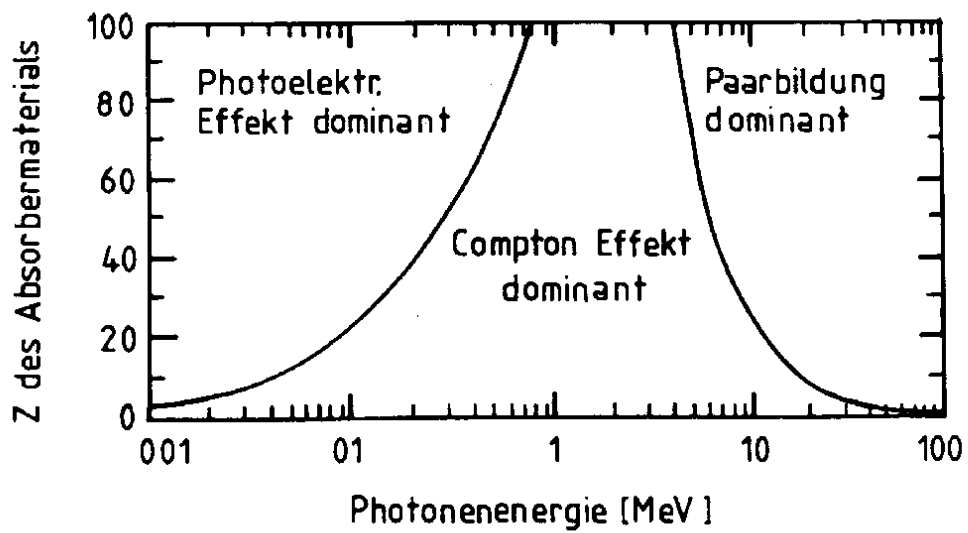
oder:

Für hohe Photonenergien tritt die Paarbildung nach Durchlaufen einer Strahlungslänge mit einer W'keit von

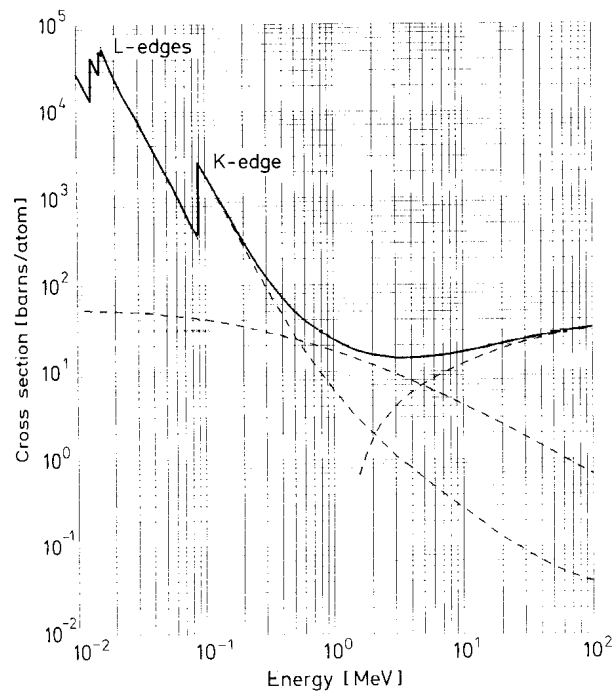
$$P = 1 - e^{-7/9} = 0.54$$

auf.

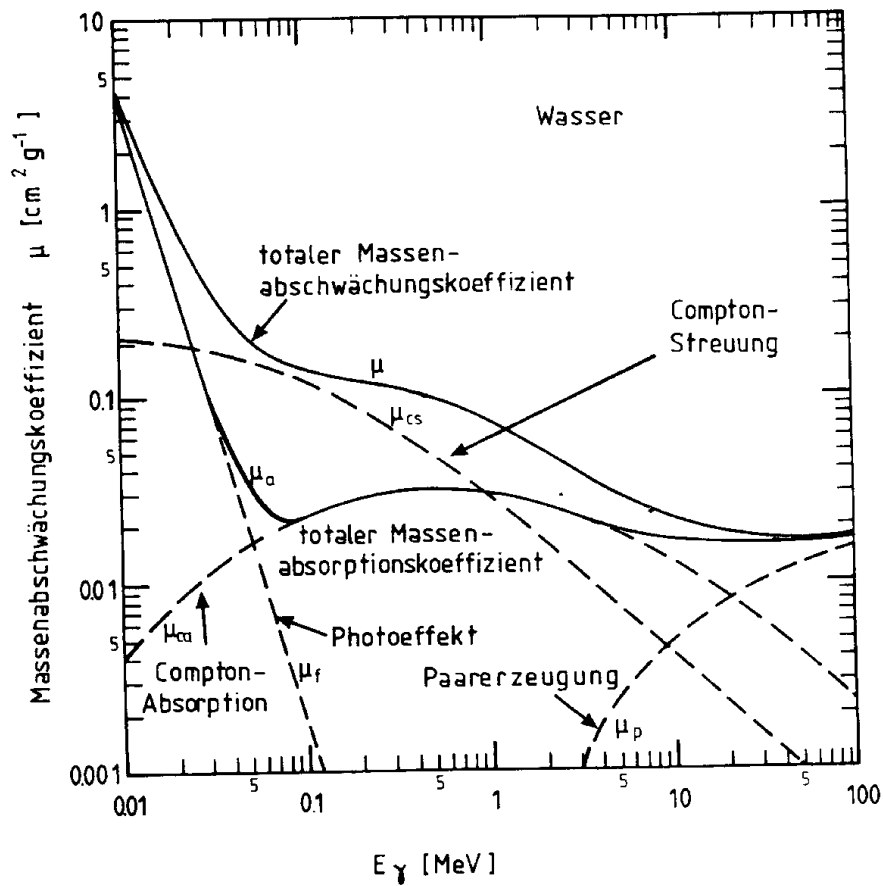
Bedeutung von Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung als Funktion von E_γ und Z:



Totaler Absorptionsquerschnitt für Photonen in Blei:



Energieabhängigkeit des Massenabschwächungskoeffizienten für Photonen in Wasser:



Sonderrolle des Compton-Effekts (nur teilweise Energieübertragung);
 Man unterscheidet zwischen einem

Streuquerschnitt $\sigma_{cs} \Rightarrow \mu_{cs}$

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \cdot \sigma_C^e$$

und einem

Absorptionsquerschnitt $\sigma_{ca} \Rightarrow \mu_{ca}$

$$\sigma_{ca} = \sigma_C^e - \sigma_{cs}$$

2.5. Cherenkov Strahlung

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem Dielektrikum mit $v > \frac{c}{n}$ bewegt, emittiert eine charakteristische Strahlung, die als Cherenkov-Strahlung bezeichnet wird.

1934 experimentelle Entdeckung, P. Cherenkov

1937 theo. Erklärung durch Frank u. Tamm

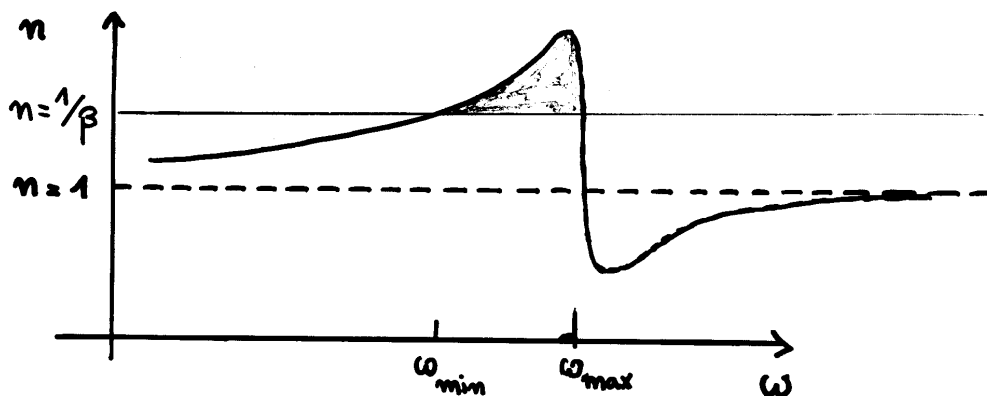
Zusätzlicher Term in der Energieverlust-Beziehung:

$$-\frac{dE}{dx} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Brems}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}}$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} = z^2 \cdot \frac{d \cdot \hbar}{c} \cdot \int_{n(\omega) > 1/\beta} \omega \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \cdot d\omega$$

Bedingung: $v > \frac{c}{n} \iff \boxed{n > 1/\beta}$

\Rightarrow eingeschränkter Frequenzbereich der emittierten Strahlung, Dispersionsrelation $n(\lambda)$



Frequenzbereich der emittierten Strahlung:

optischer Bereich \rightarrow UV Bereich

\Rightarrow sichtbare Cherenkov Komponente

\sim blau

Energieverlust:

zur Erinnerung: $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ion}}^{\text{min}} \approx 1.5 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$

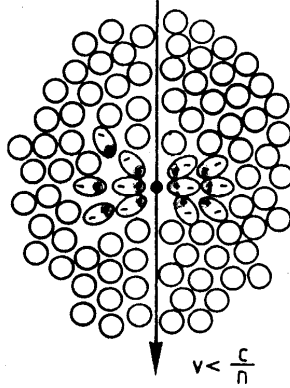
$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} \sim 10^{-3} \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ Festkörper

$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{CH}} \sim 0.01 - 0.2 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$ Gase

\Rightarrow kleine Korrektur $\mathcal{O}(\%)$ zur Bethe-Bloch Energieverlust-Beziehung

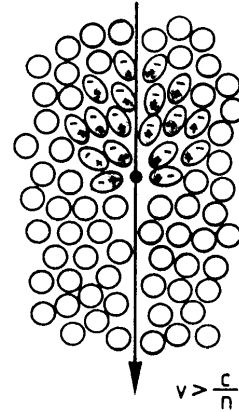
Ursprung der Strahlung: Polarisation des Mediums

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



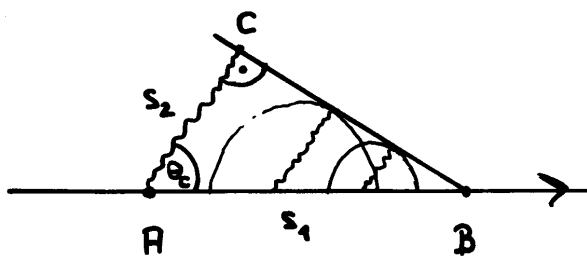
- Teilchen polarisiert das Medium
- $v_{pd} = \frac{c}{n} > v$
- symmetrisch im Vorwärts u. Rückwärtsrichtung
- kein resultierendes Dipolmoment

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



- Atome hinter dem Teilchen bleiben polarisiert
- keine Polarisation in Vorwärtsrichtung
- resultierendes Dipolmoment am Ort des Teilchens
- Strahlung

Geometrische Betrachtung:



$$s_1 = \overline{AB} = t \cdot \beta \cdot c$$

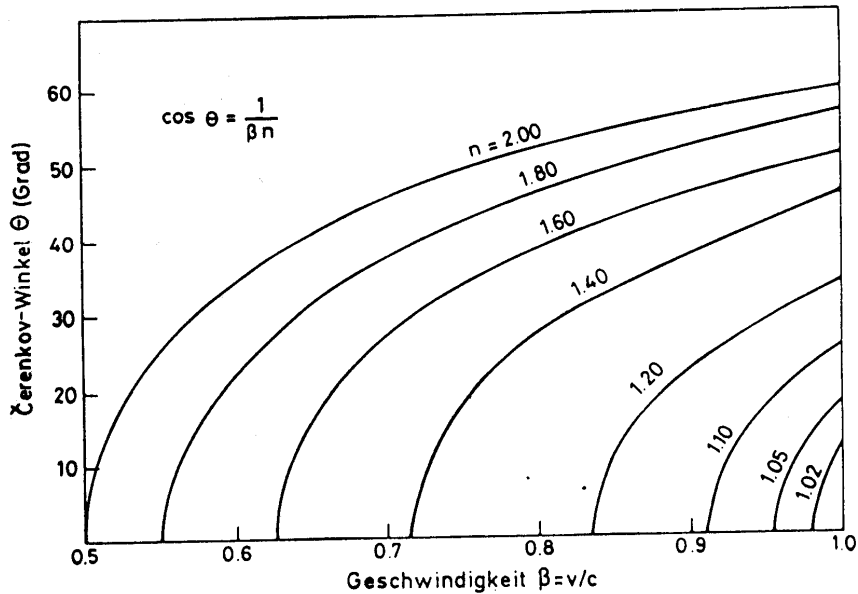
$$s_2 = \overline{AC} = t \cdot \frac{c}{n}$$

$$\cos \theta_c = \frac{s_2}{s_1} = \frac{1}{n \cdot \beta}$$

⇒ Schwelleneffekt für die Emission von Cherenkov - Strahlung

$$\cos \theta_c < 1 \Rightarrow \boxed{\beta > 1/n}$$

Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von β

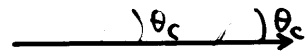


$$\theta_c^{\min} = 0$$

$$\beta = \frac{1}{n}$$

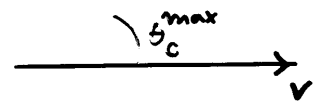


$$\frac{1}{n} < \beta < 1$$



$$\theta_c^{\max} = \arccos \frac{1}{n}$$

$$\beta = 1$$



Anwendung: Messung des Cherenkov-Winkels



β



(T)

m

$\hat{=}$ Teilchenidentifikation

Brechungsindices, Cherenkov-Schwellenwerte

Material	$n - 1$	β -Schwelle	γ -Schwelle
festes Natrium	3.22	0.24	1.029
Bleisulfid	2.91	0.26	1.034
Diamant	1.42	0.41	1.10
Zinksulfid ($ZnS(Ag)$)	1.37	0.42	1.10
Silberchlorid	1.07	0.48	1.14
Flintglas (SFS1)	0.92	0.52	1.17
Bleifluorid	0.80	0.55	1.20
Clerici-Lösung	0.69	0.59	1.24
Bleiglas	0.67	0.60	1.25
Thalliumformiat-Lösung	0.59	0.63	1.29
Szintillator	0.58	0.63	1.29
Plexiglas	0.48	0.66	1.33
Borsilikatglas	0.47	0.68	1.36
Wasser	0.33	0.75	1.52
	0.025 - 0.075	0.93 - 0.976	4.5 - 2.7
Pentan (STP)	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.9983	17.2
CO_2 (STP)	$4.3 \cdot 10^{-4}$	0.9996	34.1
Luft (STP)	$2.93 \cdot 10^{-4}$	0.9997	41.2
H_2 (STP)	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0.99986	59.8
He (STP)	$3.3 \cdot 10^{-5}$	0.99997	123

problematisch: Bereich zwischen Flüssigkeiten u. Gasen

Herogel: Gemische aus $m(SiO_2) + 2m(H_2O)$

poröse Struktur mit Luft einschließen,
Luftblasendurchmesser $< \lambda_{\text{Licht}}$

$\Rightarrow n$: gemittelt aus $n_{\text{Luft}}, n_{SiO_2}, n_{H_2O}$

2.6. Übergangsstrahlung

Beim Übergang eines el. geladenen Teilchens von Medium 1 (ϵ_1) zu Medium 2 (ϵ_2) wird el.magn. Strahlung emittiert, die sog. **Übergangsstrahlung**

Ursache: Anpassung der elektrischen Feldkonfigurationen ($\epsilon_1 \Rightarrow \epsilon_2$)

Entdeckung: Ginsburg und Frank (1946)

(theo. Behandlung: s. z.B. Jackson, Classical Electrodynamics)

charakteristische Größe: **Formationlänge D der Übergangsstrahlung**

$$D = \frac{\gamma c}{\omega_p} = 10^{-6} \cdot \gamma \text{ (cm)}$$

wobei: $\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ (Plasmafrequenz) $\approx 3 \cdot 10^{16}$ Hz (für $\rho = 1$ g/cm³)

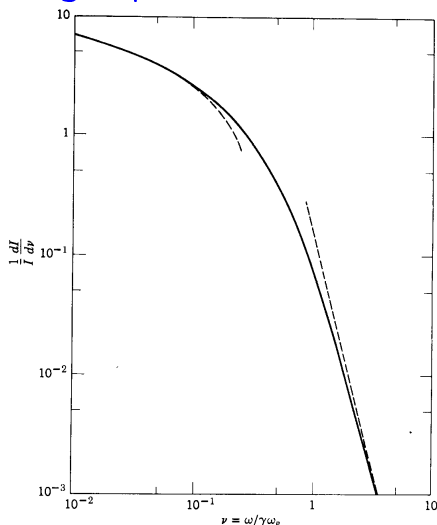
(Im Frequenzbereich oberhalb des optischen Bereiches kann der Brechungsindex beschrieben werden durch: $n(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}$)

Für $\gamma \approx 10^3 \Rightarrow D \approx 10 \mu\text{m}$ (d.h. selbst für ultrarelativistische Teilchen entsteht Übergangsstrahlung nur in einem kleinen Bereich)

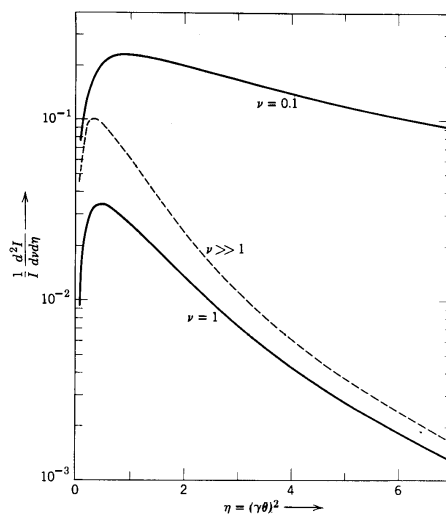
Intensitätsverteilung der Übergangsstrahlung

betrachte: $v = \frac{\omega}{\gamma\omega_p}$ und $\eta = (\gamma\theta)^2$ (θ = Raumwinkel)

Energiespektrum



Winkelabstrahlung



- Maximum bei kleinen Energiewerten
- Maximum bei kleinen Winkeln: $\eta_{max} \approx 1 \Rightarrow \theta_{max} \approx 1/\gamma$

Totale emittierte Energie in Form von Übergangsstrahlung pro Übergang:

$$I = \int_0^\infty \frac{dI}{d\nu} d\nu = \frac{\alpha z^2}{3} \cdot \gamma \cdot \hbar \omega_p$$

$$\hbar \omega_p = 20 \text{ eV}$$

- Die totale emittierte Energie in Form von Übergangsstrahlung ist **prop. zum Lorentz-Faktor γ**
extrem wichtig für die Teilchenidentifizierung, da alle anderen Methoden sensitiv auf β sind;
⇒ hohe Teilchenimpulse werden zugänglich
- Etwa die Hälfte der Energie wird im Frequenzbereich $0.1 < \nu < 1$ emittiert,
d.h. für $\gamma = 10^3$ im Bereich 2 - 20 keV (Röntgenbereich)
- Jedoch bleibt die W'keit für die Emission hochenergetischer Photonen pro Übergang sehr klein (Vorfaktor: $\alpha/3$)
⇒ für die Anwendung in Detektoren: Viele Übergänge hintereinander ⇒ Folienanordnung (Folien der Dicke $d > \sim D$)

2.7. Starke Wechselwirkung von Hadronen

Geladene und neutrale Hadronen können aufgrund der starken Wechselwirkung mit den Detektormaterialien (insbesondere Kalorimetern) wechselwirken.

relevant: **inelastische Wechselwirkungen**, charakterisiert durch die **hadronische Wechselwirkungslänge** λ_{had}

⇒ mehrere Sekundärteilchen (Meson-Produktion),
Multiplizität $\sim \ln E$

Schwächung eines Hadronenstrahls aufgrund der inelastischen WW:

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda_{had}}$$

Zusammenhang mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{inel} :

$$\frac{1}{\lambda_{had}} = \sigma_{inel} \cdot \frac{N_L \cdot \rho}{A}$$

Näherungsformel: $\lambda_{had} \approx 35 A^{1/3}$ (cm)

Die sog. **Kernwechselwirkungslänge** λ_w bezieht sich auf den totalen Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastisch} + \sigma_{inel}.$$

Da $\sigma_{total} > \sigma_{inel}$ folgt: $\lambda_w < \lambda_{had}$

Für Absorption in Kalorimetern ist λ_{had} relevant

Material	X_0 (cm)	λ_{had} (cm)
H_2 Gas	865	718
He	755	520
Be	35.3	40.7
C	18.8	38.1
Fe	1.76	16.76
Cu	1.43	15.06
W	0.35	9.59
Pb	0.56	17.09