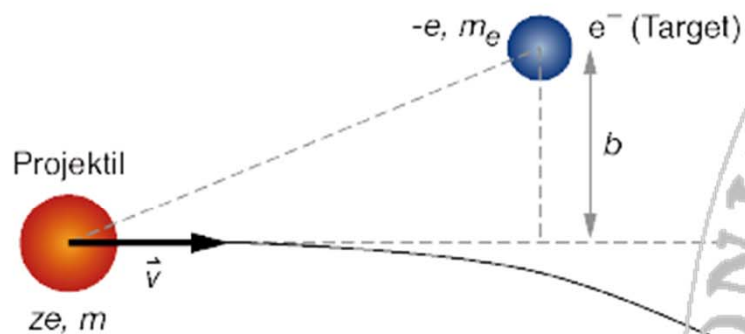


Extraterrestrische Physik

Bernd Heber

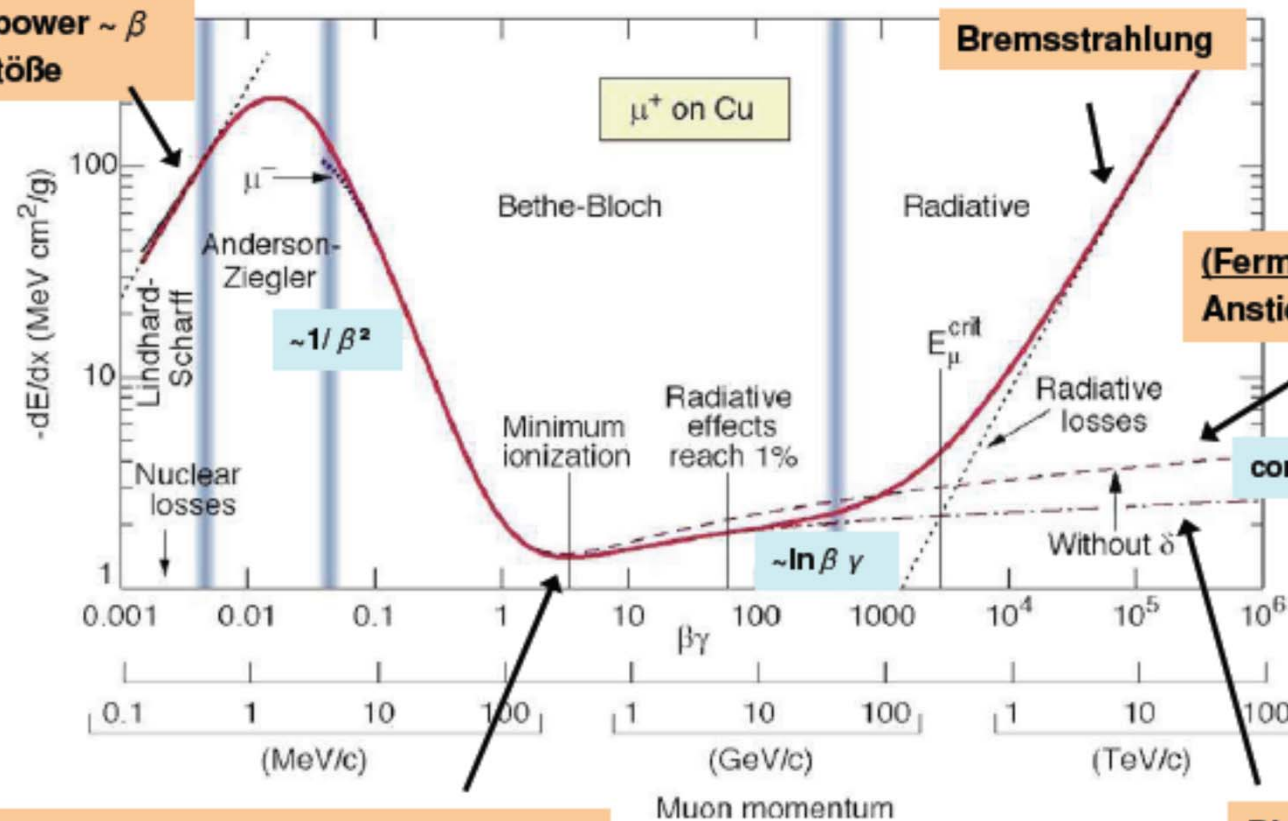
11 November, 2010



Overview of todays lecture

1. What was left
2. Interaction of heavy charged particles with matter, Bethe-Bloch-Formular
3. Application
4. Electrons
5. Bremsstrahlung
6. Application

Electronic stopping power $\sim \beta$
Nicht-ionisierende Stöße



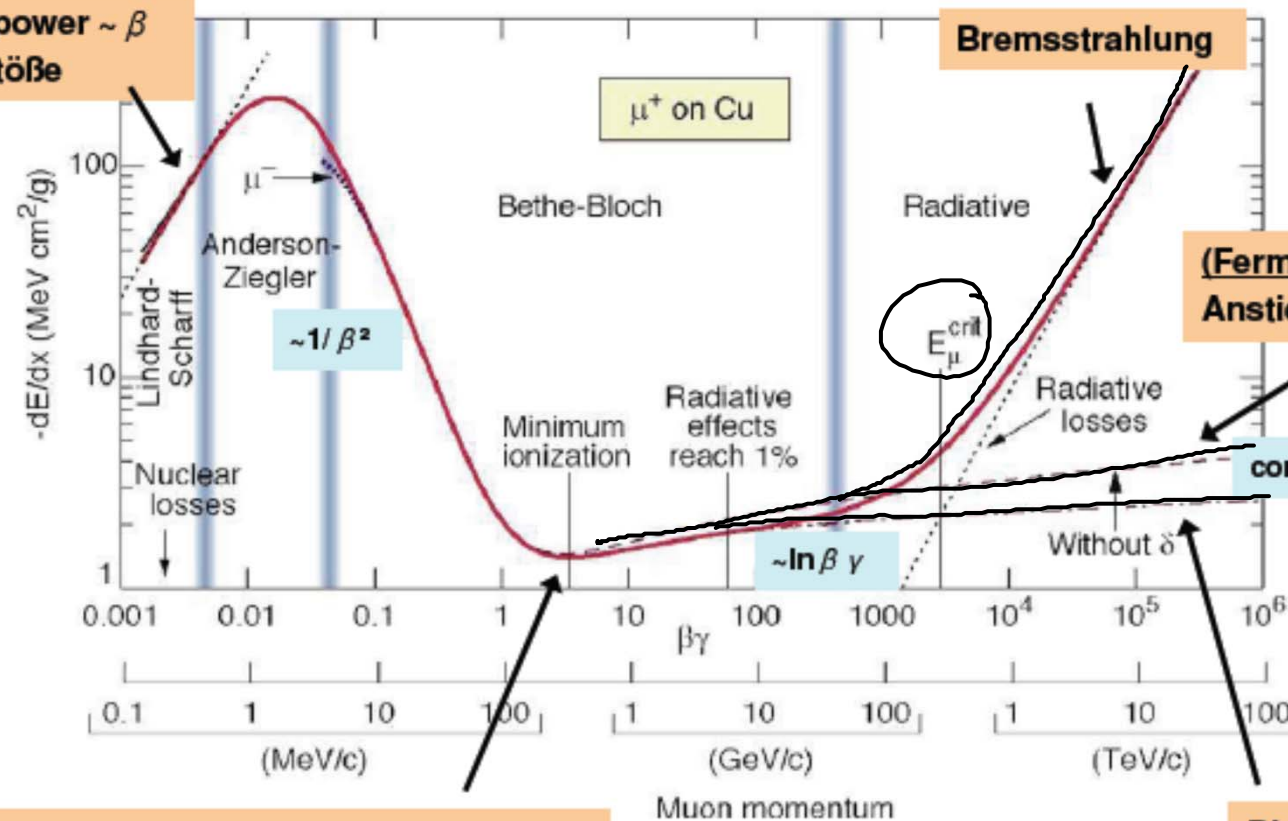
Minimum bei $\beta \gamma \approx 3.0 - 3.5$

→ Minimum Ionizing Particle (MIP)

Größenordnung am Minimum (für alle Teilchen):

$-dE/dX \approx 2 \text{ MeV/gcm}^{-2}$

Electronic stopping power $\sim \beta$
Nicht-ionisierende Stöße



Minimum bei $\beta \gamma \approx 3.0 - 3.5$

→ Minimum Ionizing Particle (MIP)

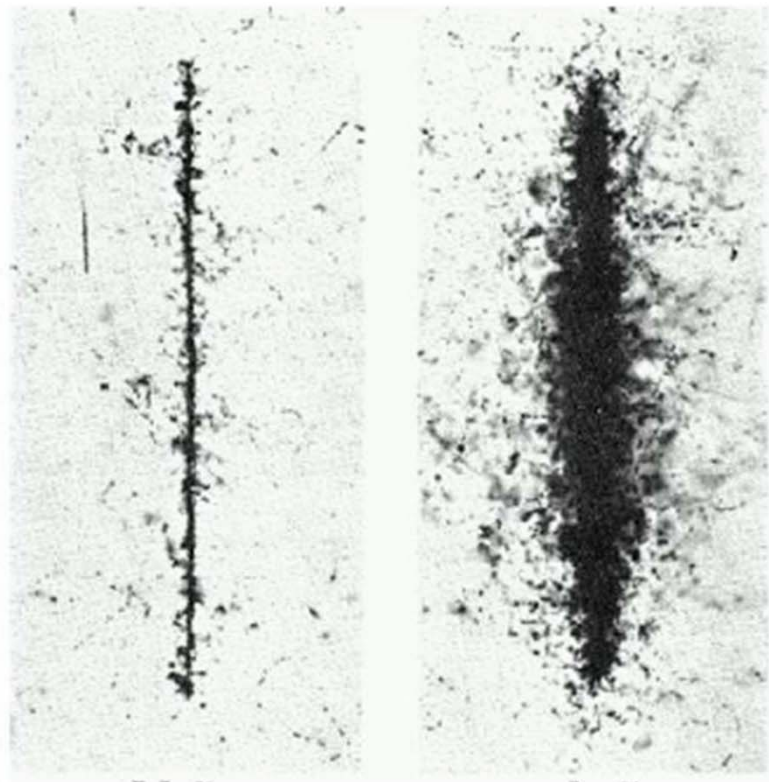
Größenordnung am Minimum (für alle Teilchen):

$-dE/dX \approx 2 \text{ MeV/gcm}^{-2}$

Diskussion der Bethe-Bloch Formel

$$-\frac{dE}{dx} = K \left(z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \right)$$

Spuren von Ionen in einer Emulsion



Eisen $Z = 26$ Thorium $Z = 90$

$\beta\gamma \equiv 3.5$ breites Minimum

→ minimal ionisierende Teilchen (MIP)

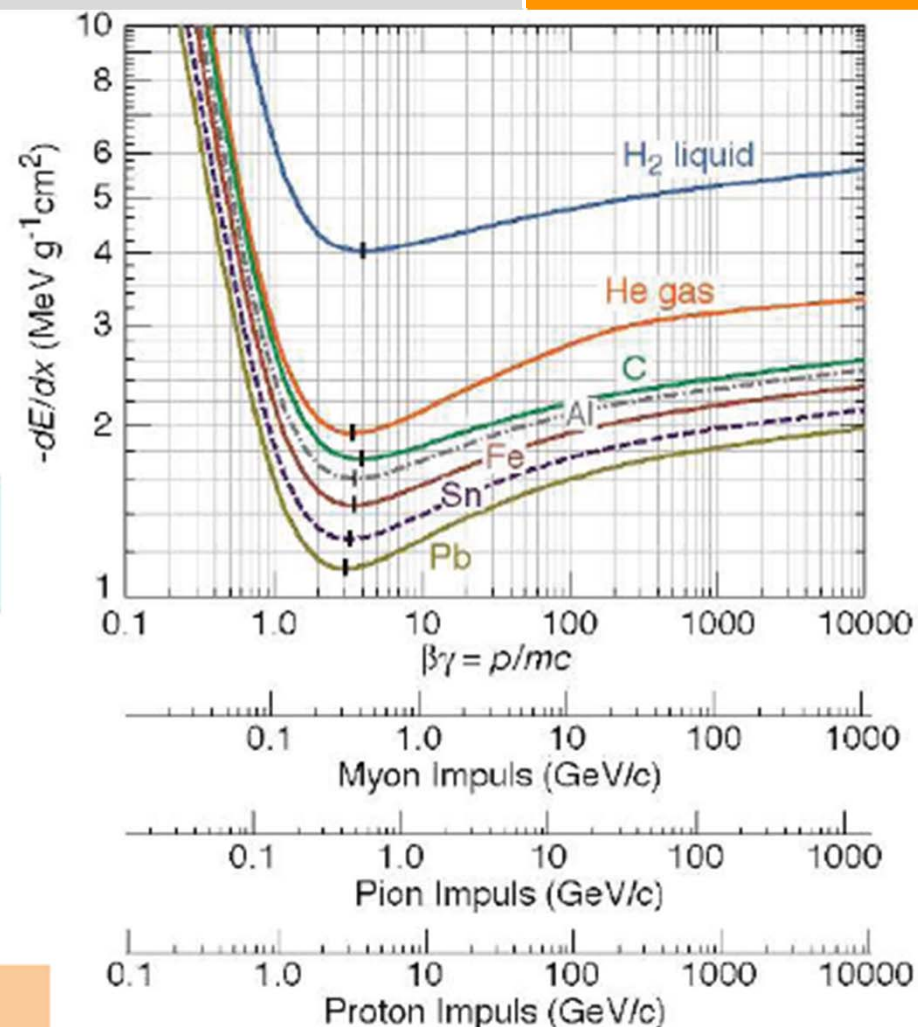
H_2 $Z/A \approx 1$ $dE/dX_{\min} \approx 4 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$

sonst $Z/A \approx 0.5$ $dE/dX_{\min} \approx 2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$

$dE/dX_{\min} \approx 1-1.7 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$

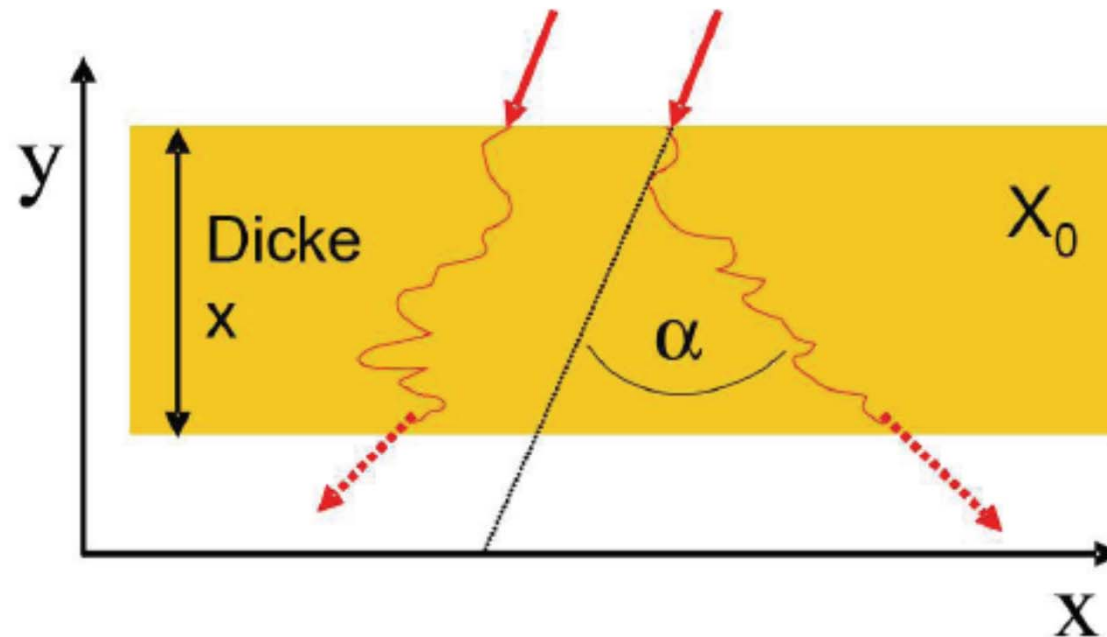
nur schwache Materialabhängigkeit

dE/dx -Kurven für verschiedene Teilchen sind horizontal verschoben um $\ln(M_1/M_2)$



→ Teilchenidentifikation (festes p → verschiedene dE/dx)

Vielfachstreuung



Beispiel:

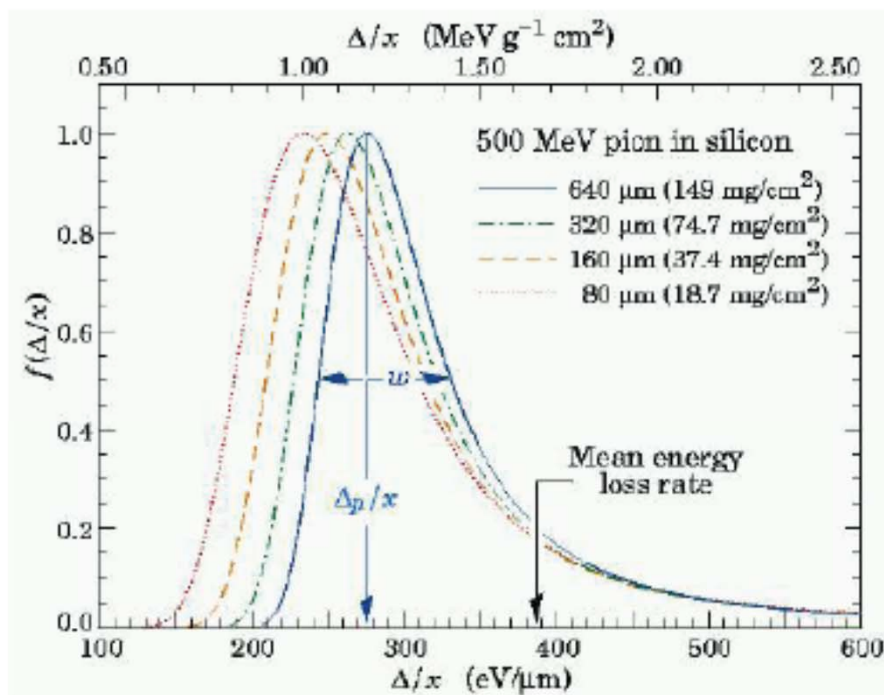
Elektron mit $p = 5 \text{ MeV}$
durchfliegt 3 m Luft

$$\rightarrow \sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = 16^\circ$$

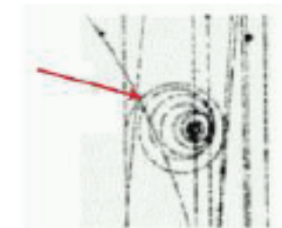
$$\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} \left[1 + 0.038 \ln(x/X_0) \right]$$

Energieverlust: statistischer Prozess

- Verteilungsfunktion asymmetrisch
 - Kollisionen mit kleinem dE wahrscheinlicher
 - grosser dE selten \rightarrow Elektronen mit grosser Energie keV (δ -Elektronen)
- δ -Rays haben genügend Energie für eigene Ionisationsspur



wahrscheinlichster Wert

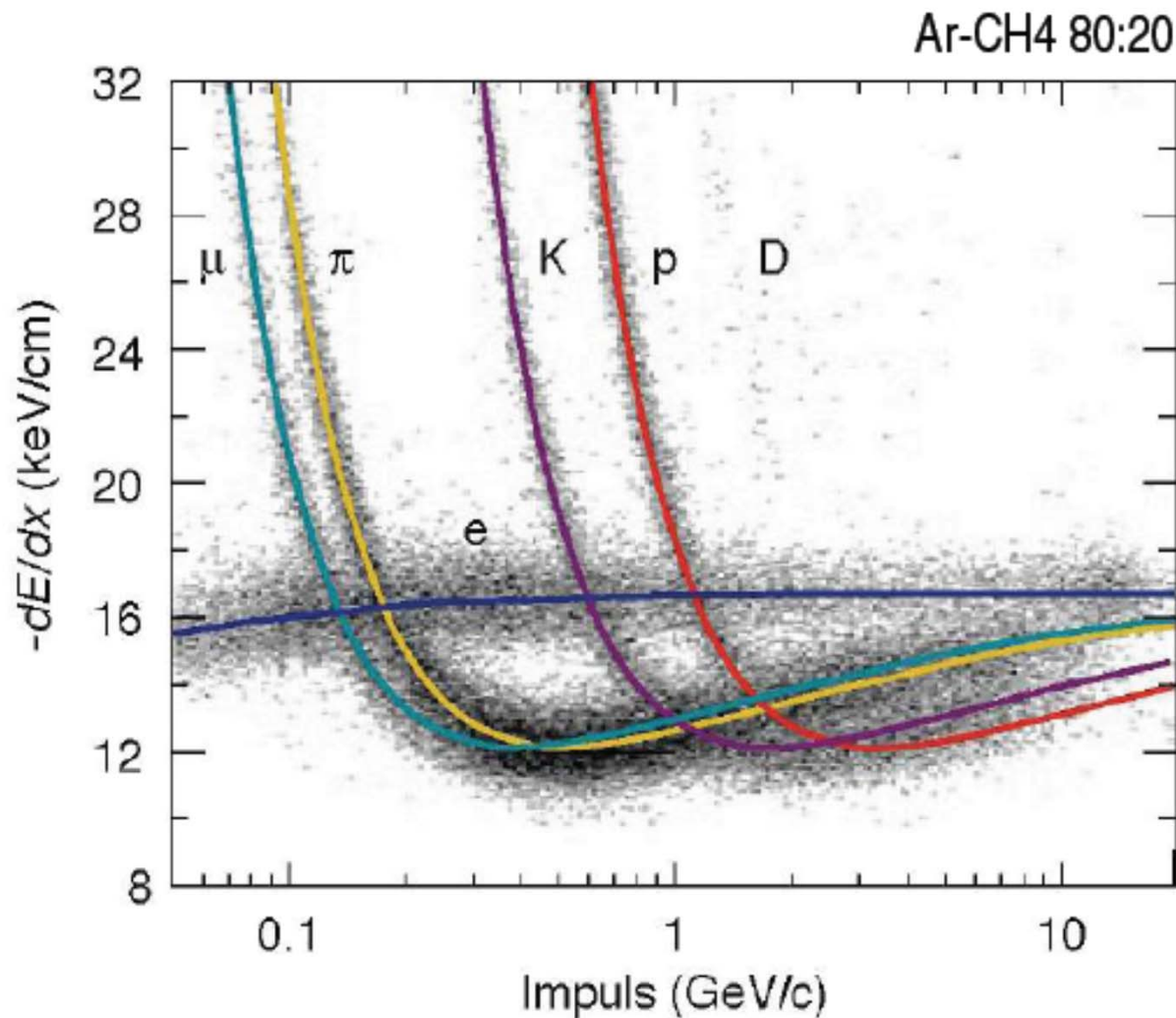


Parametrisierung durch asymmetrische Landauverteilung (Landau-Vavilov)

Landau-Tail: seltene Stösse mit grossem Energieübertrag
mittlerer Energieverlust: Bethe-Bloch

dicke Schichten oder dichtes Material: gaussförmig

dE/dx nur abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens,
nicht von der Masse \rightarrow Teilchenidentifikation

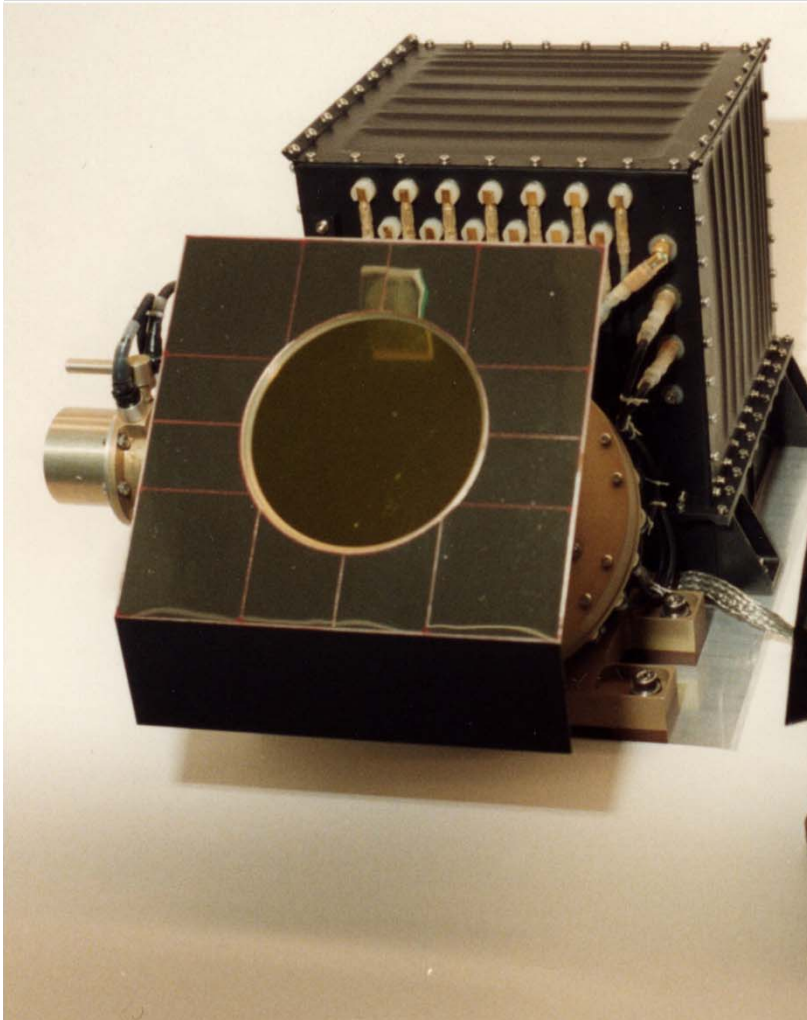


**Gesamte Energieverlustrate
 $-dE/dx$ für verschiedene
Teilchen**

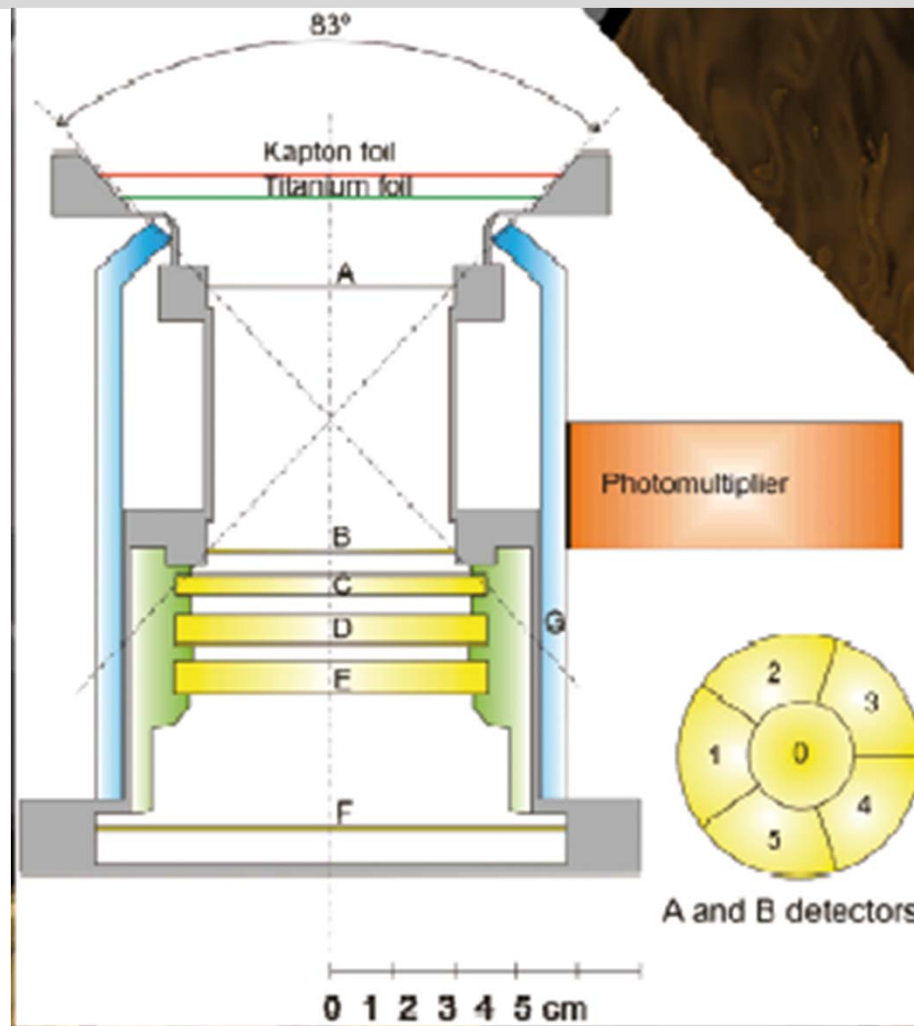
**dE/dx für "schwere" Teilchen
wird in diesem Impulsbereich
gut durch die Bethe-Bloch-
Formel beschrieben**

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

The Electron Proton Helium Instrument (EPHIN)

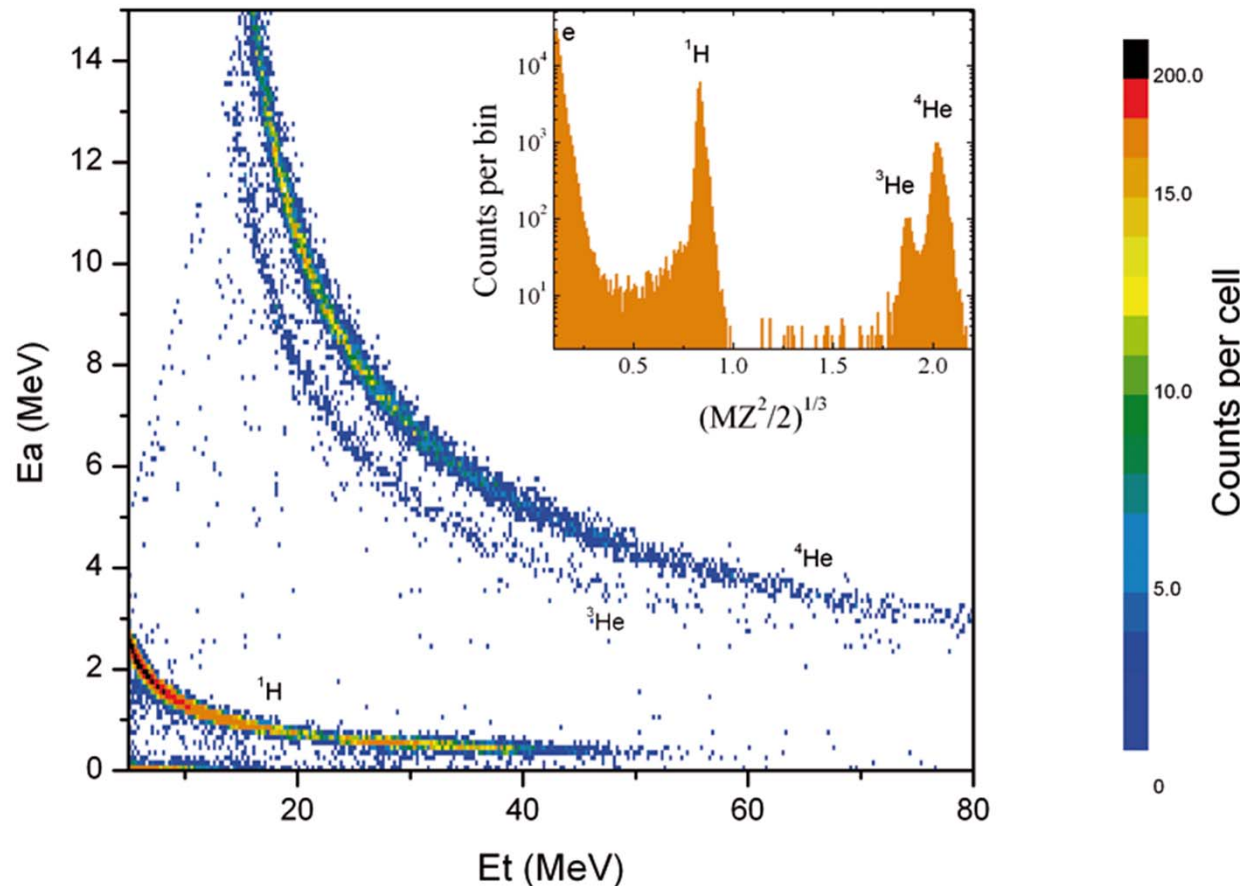


The EPHIN



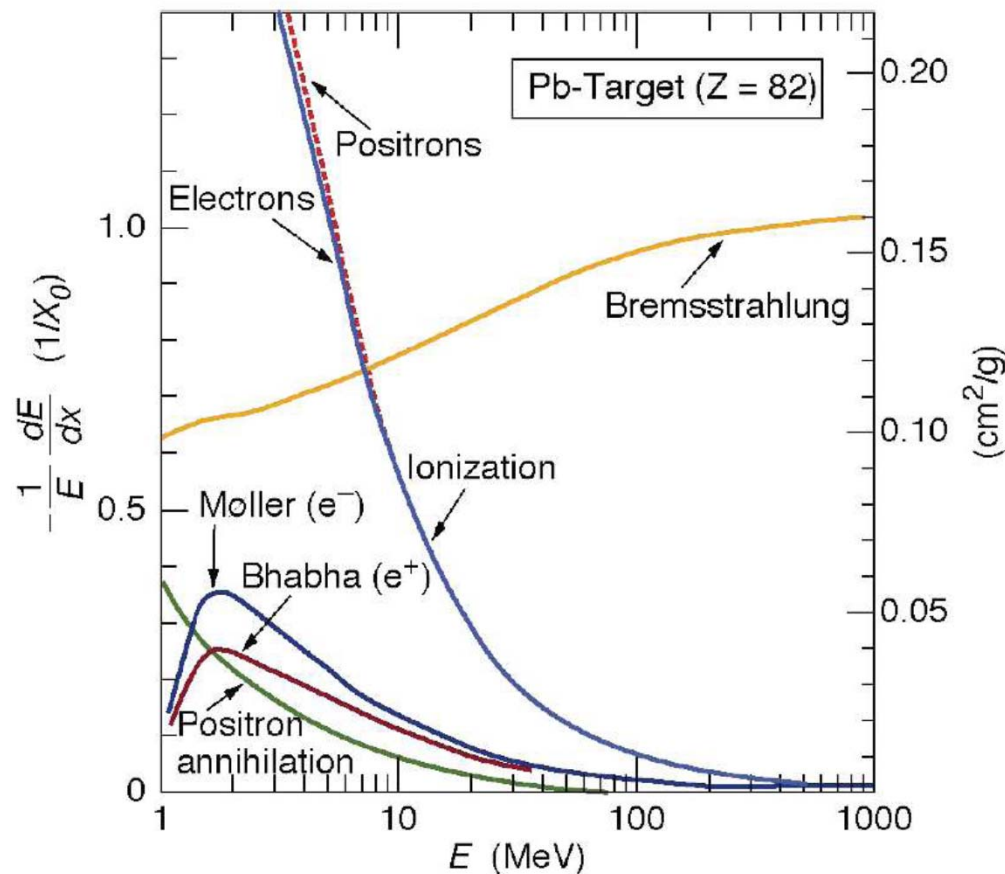
Particle identification

EPHIN PHA data - Parallel incidence - Oct. 30-31, 2004



Die Bestimmung von Energie und Teilchenart geschieht mit der Energieverlust/Restenergie-Methode. Hierbei ordnen sich die verschiedenen Teilchenarten (z.B. Protonen, Helium) auf verschiedenen Kurven an, wenn man die im ersten Detektor gemessene Energie (E_a) gegen die Summe aus allen Detektoren (E_t) aufträgt.

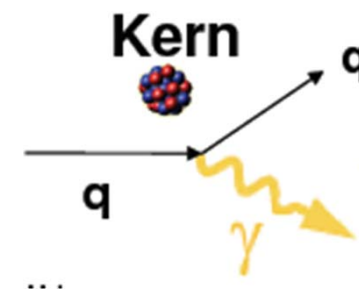
Energy Loss of Electrons and Positrons



Ionisation losses $\sim \ln E, \sim Z$

Bremsstrahlung $\sim E, \sim Z^2$ (Coulomb)

Bremsstrahlung at high energies



Bremsstrahlung

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \right)^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \cdot \frac{z^2}{m^2} E$$

linear in E

const.
unabhängig von
Material und
Teilchen

Materialkonstante
(Absorbermaterial)

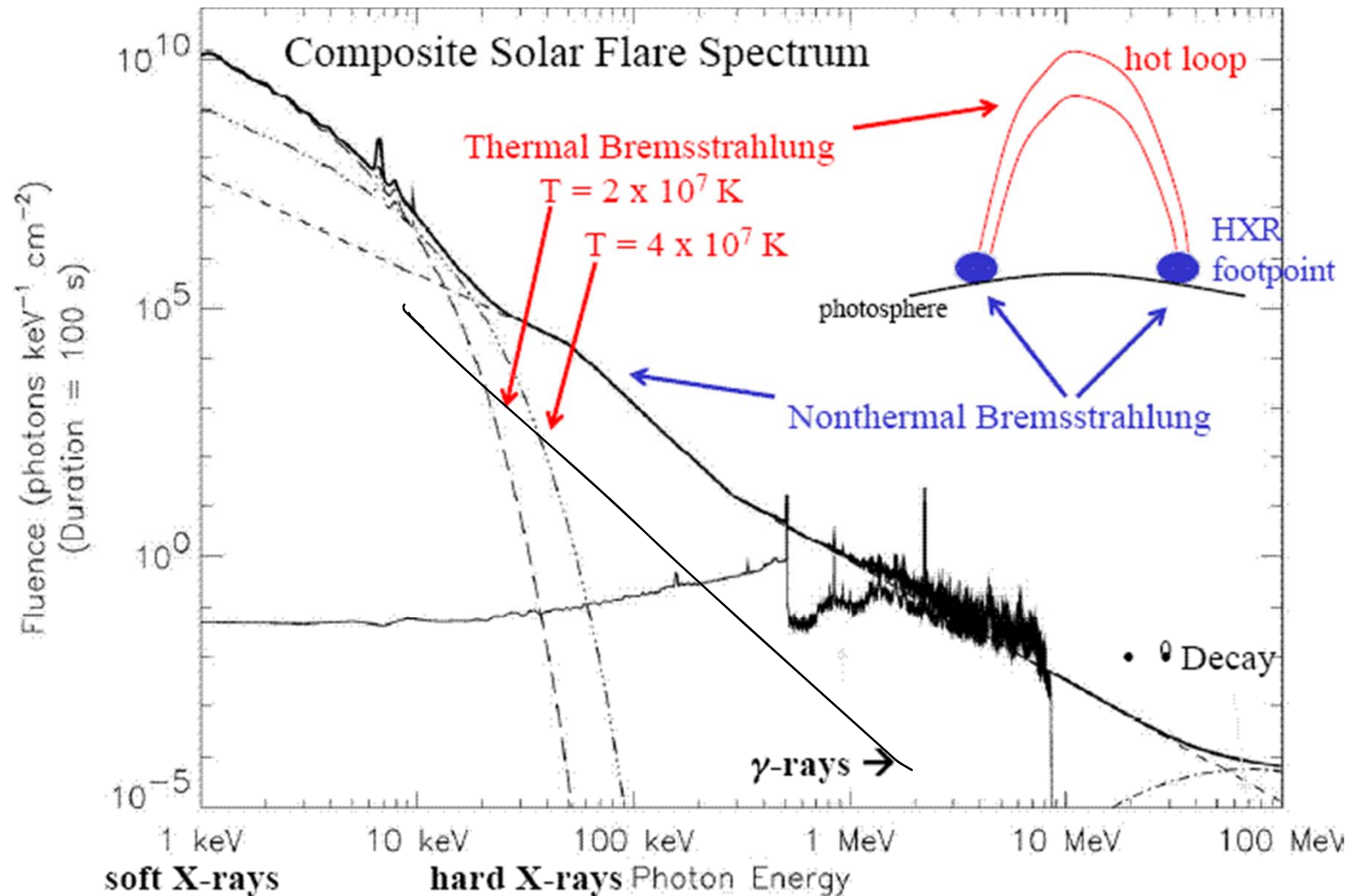
Teilchenladung z
Teilchenmasse m
Teilchenenergie E

m^{-2}

Critical Energies

Material	E_c (MeV)
H ₂ O	83–92
Luft (STP)	84–102
H ₂	340–350
C	90–103
Polystyrol	83–109
Fe	21–27
Pb	6.4–9.5

The Sun as a Particle Accelerator: Energetic photons



Radiation length X_0

- Die Strahlungslänge X_0 gibt ein Maß für die Absorption von Teilchenenergie in Materie
- Praktisch für Dimensionierung von Detektoren:
 - *Vollständige Energieabsorption* (X_0 maximal)
 - *Minimierung von Material* (X_0 minimal)

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \right)^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \cdot \frac{z^2}{m^2} E$$

$:= 1/X_0$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$$

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

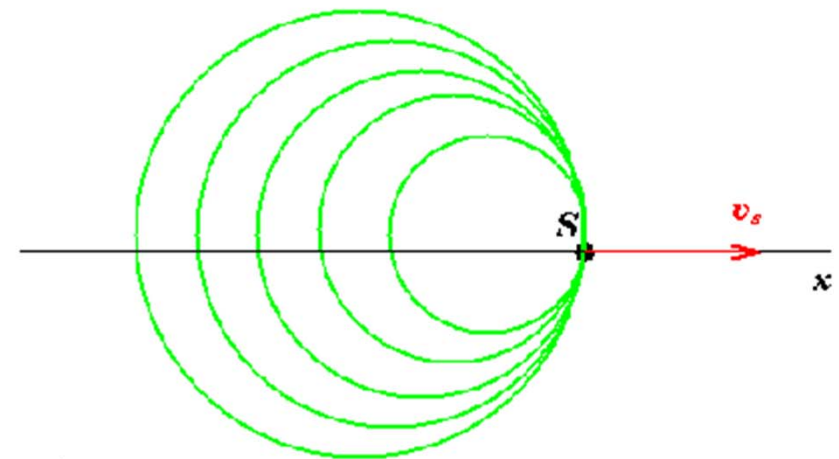
Charakteristische Strahlungslängen:

Luft	30050cm
H ₂ O	36.1cm
NaJ	2.59cm
Pb	0.56cm

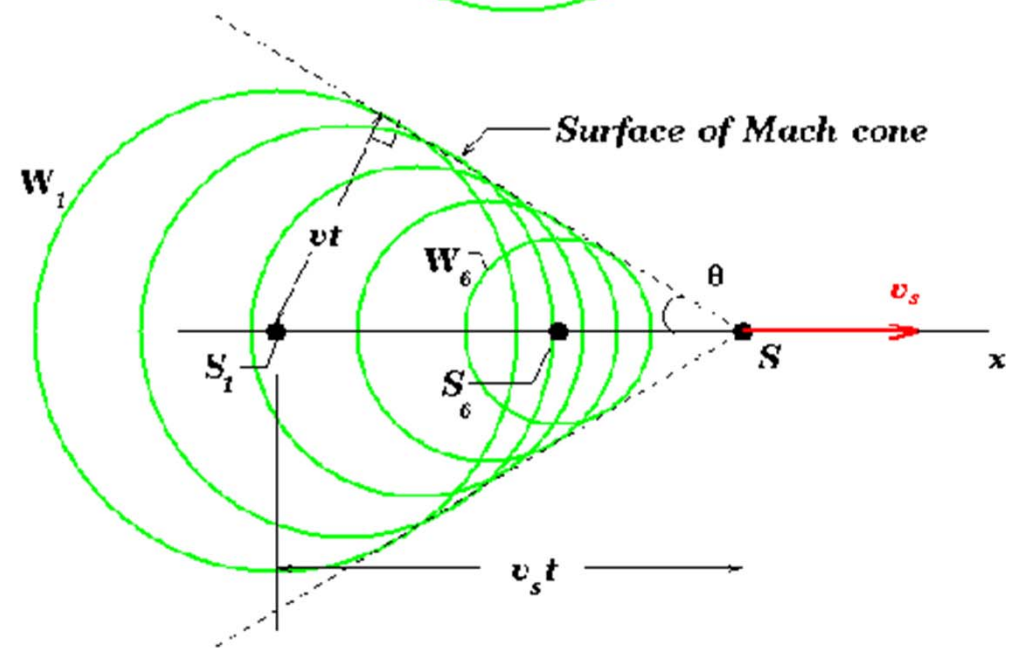
Nach Strecke X_0 ist Strahlungsenergie auf $1/e \approx 37\%$ abgefallen
 Nach $7 X_0$ ist Energie noch 1‰

Cerenkov Radiation

(a)

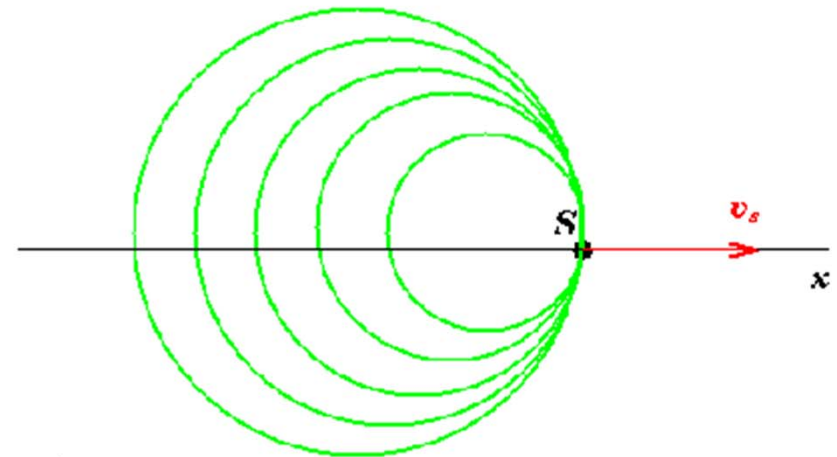


(b)

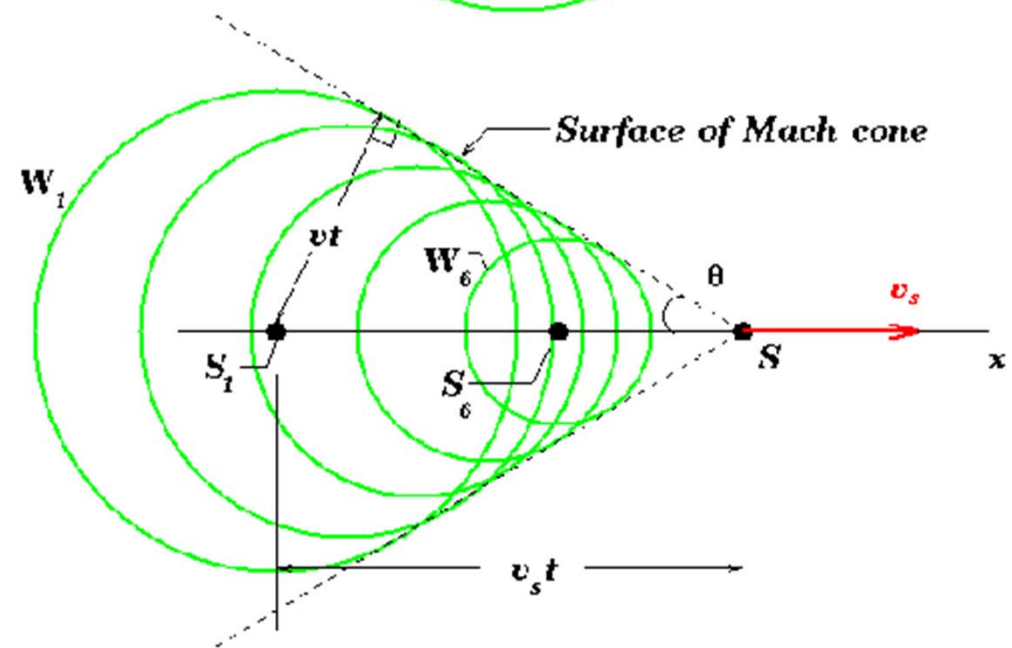


Cerenkov Radiation

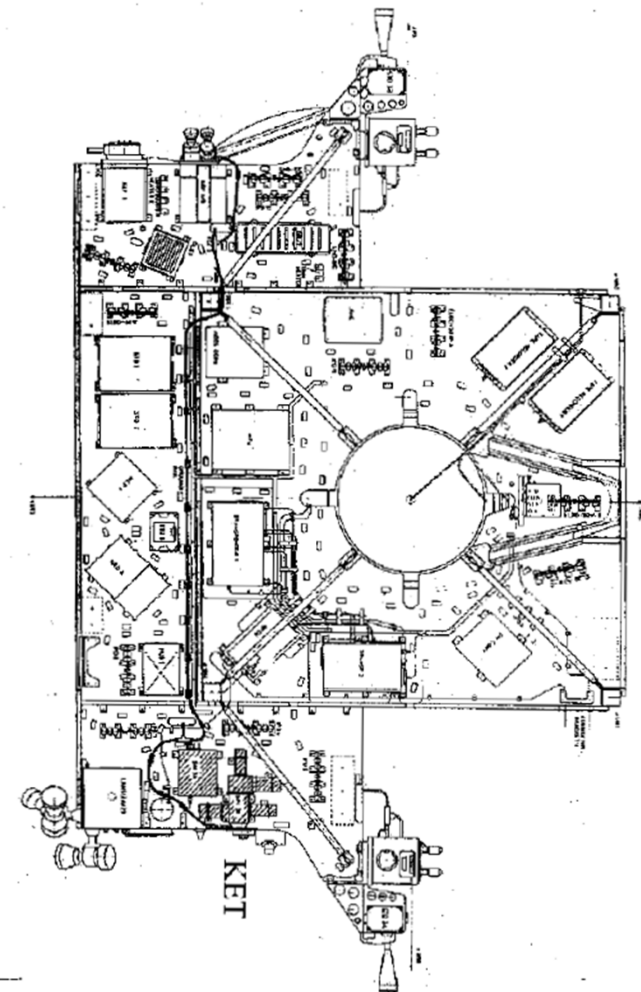
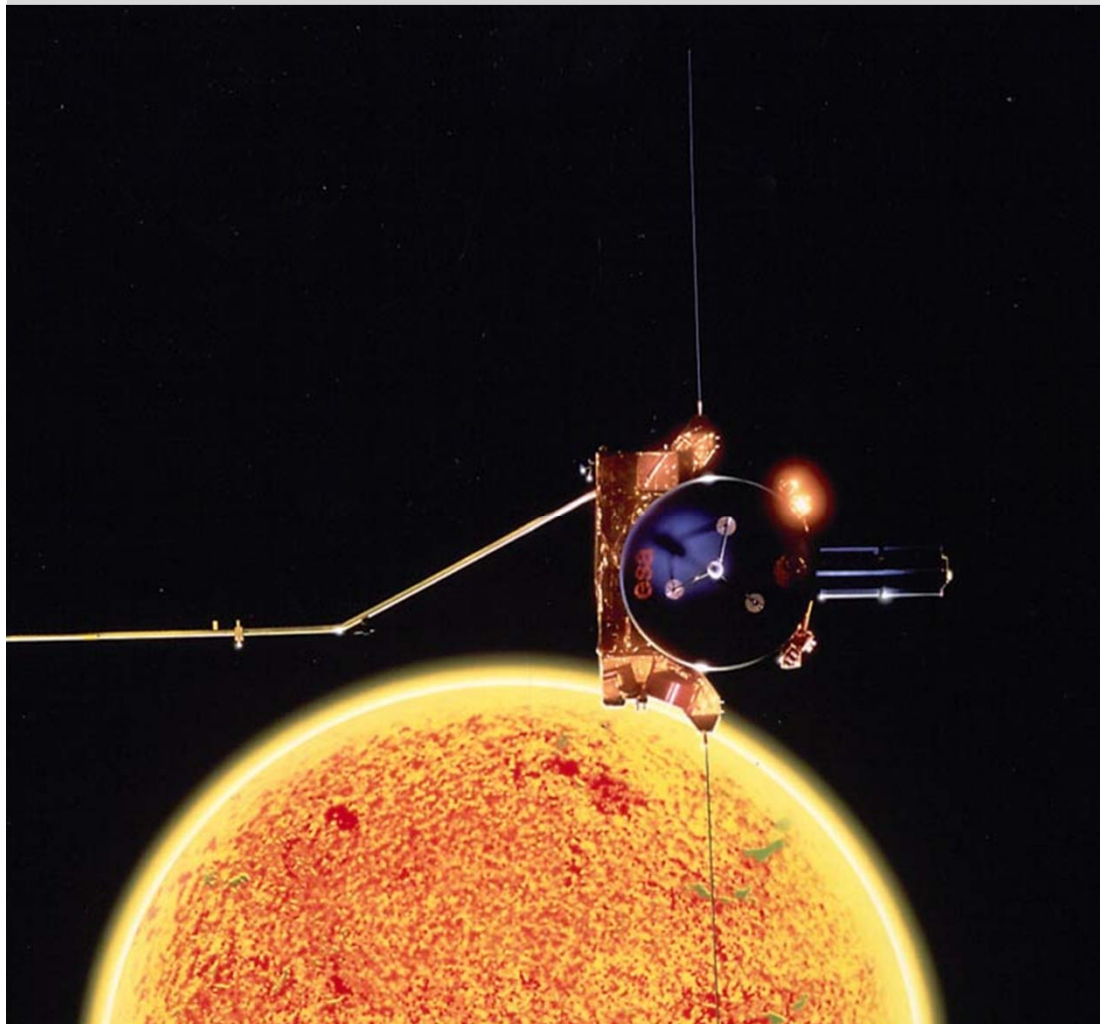
(a)



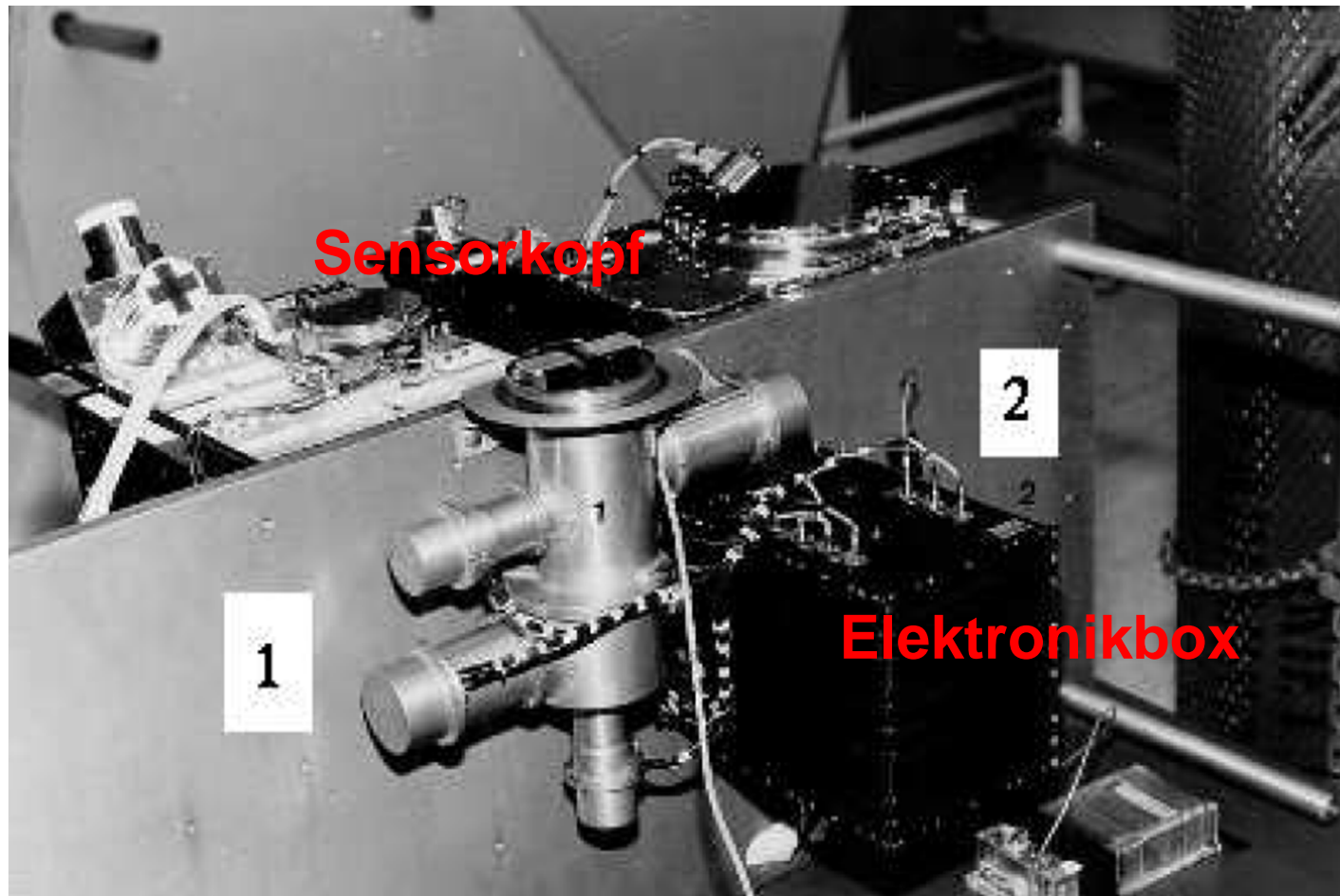
(b)



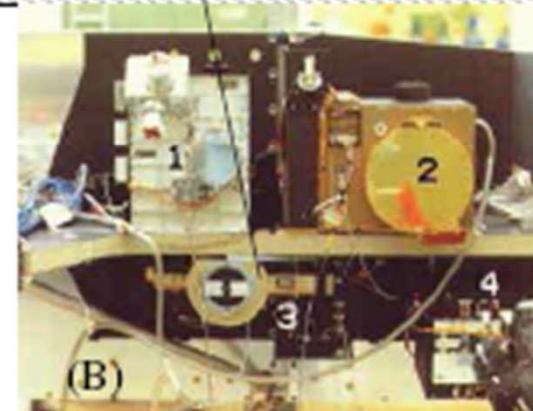
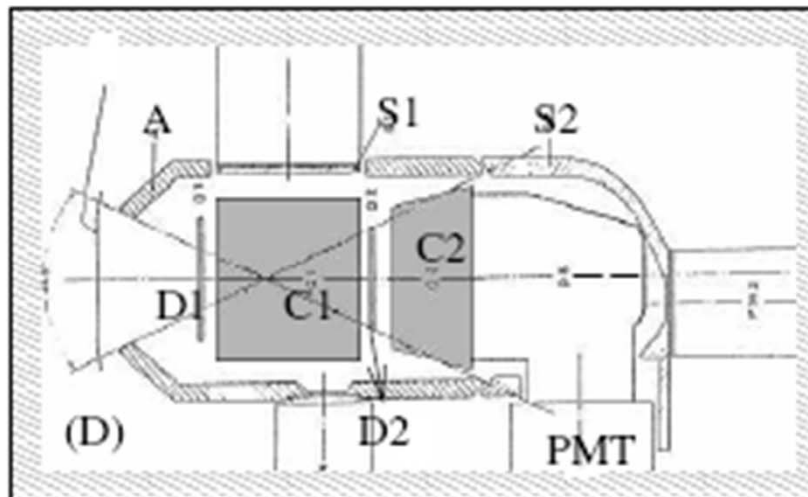
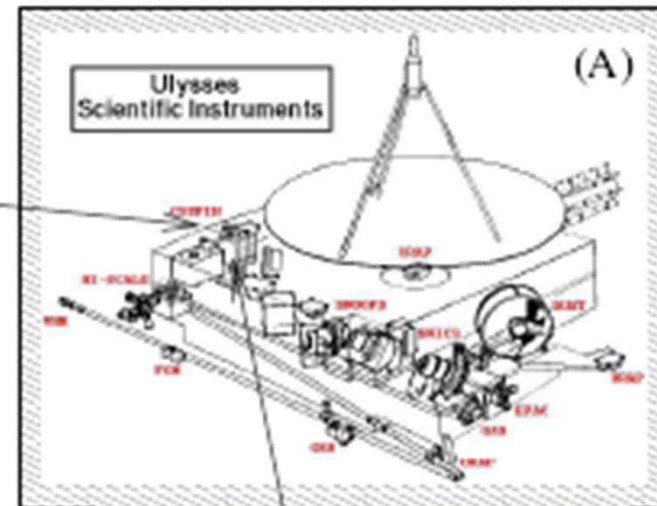
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



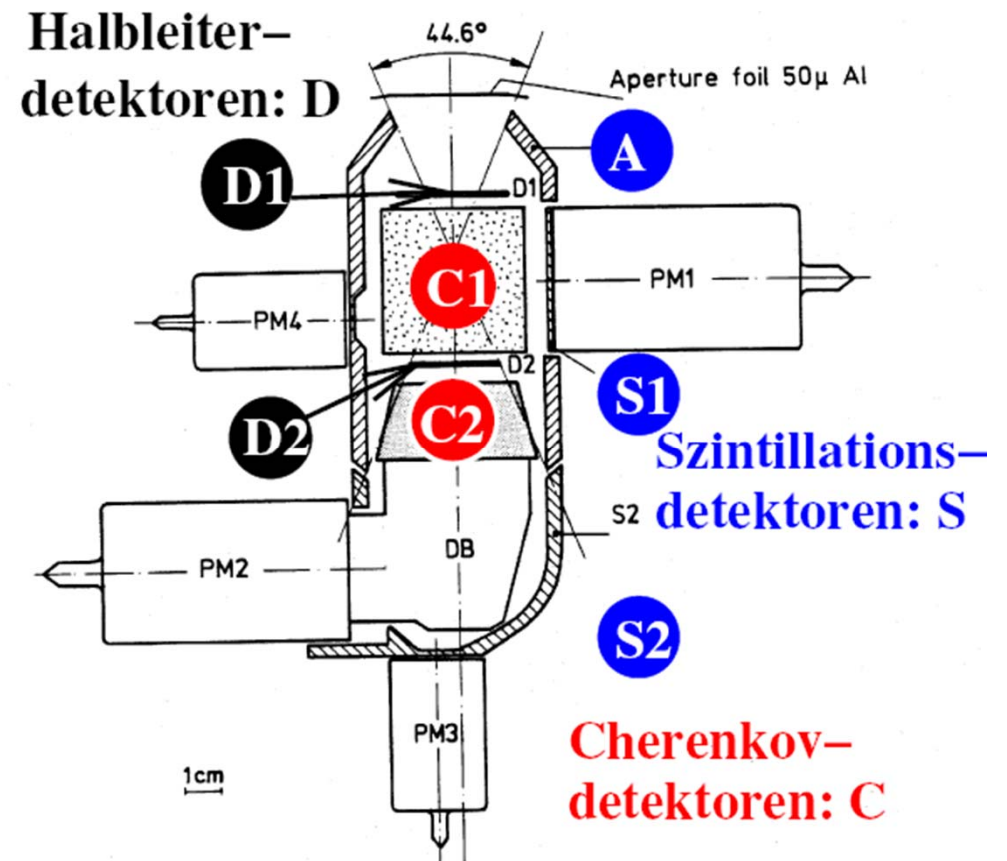
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



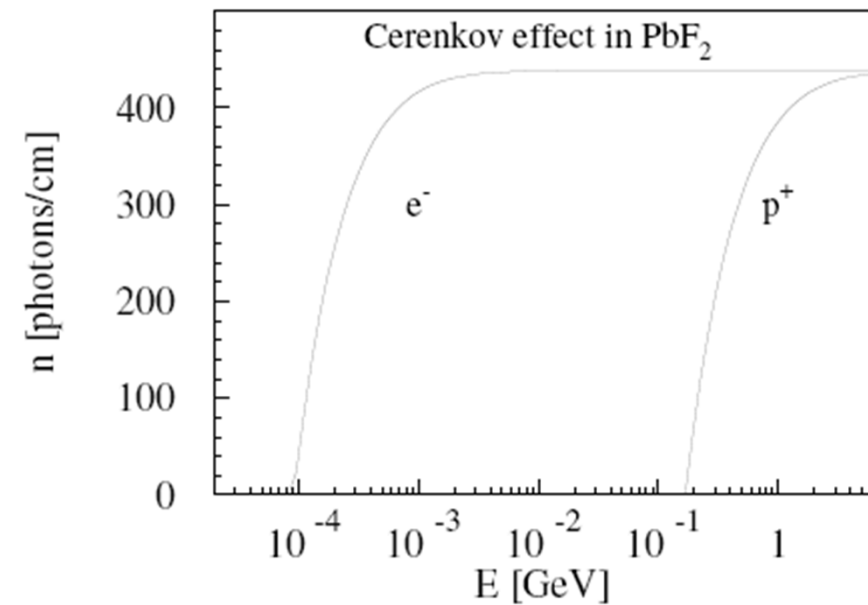
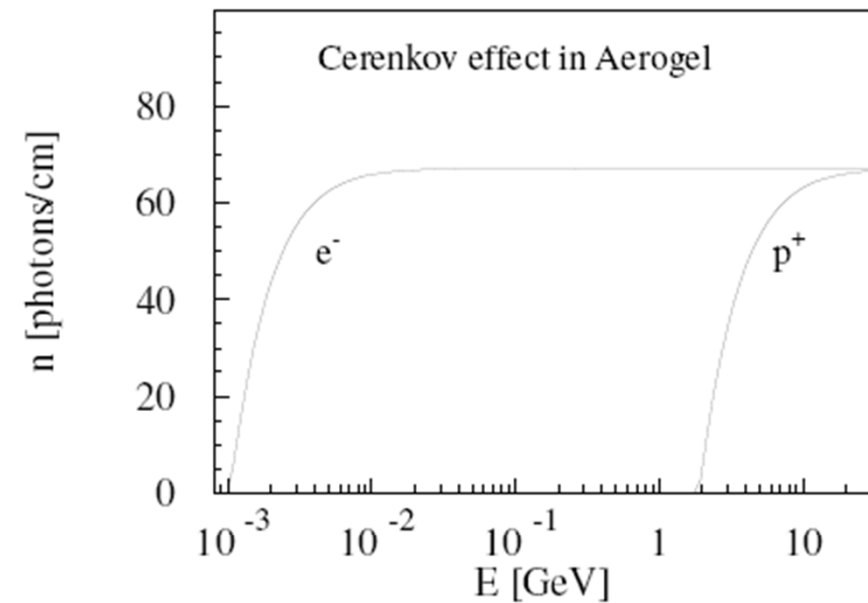
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



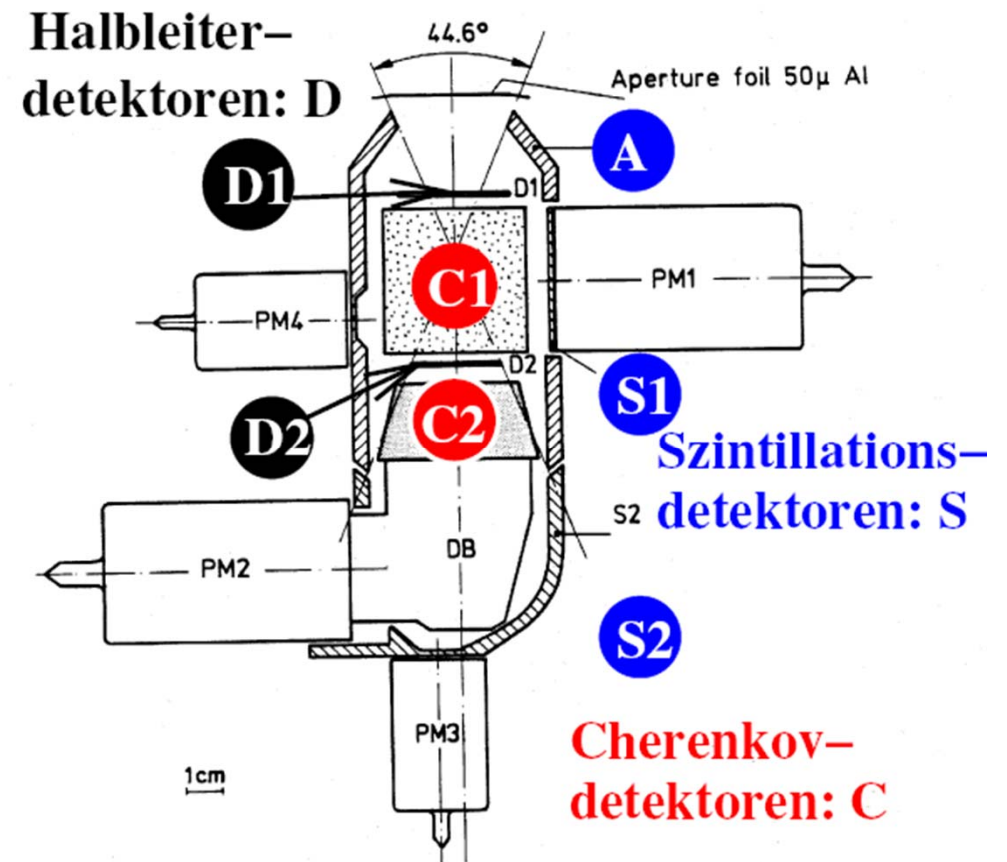
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



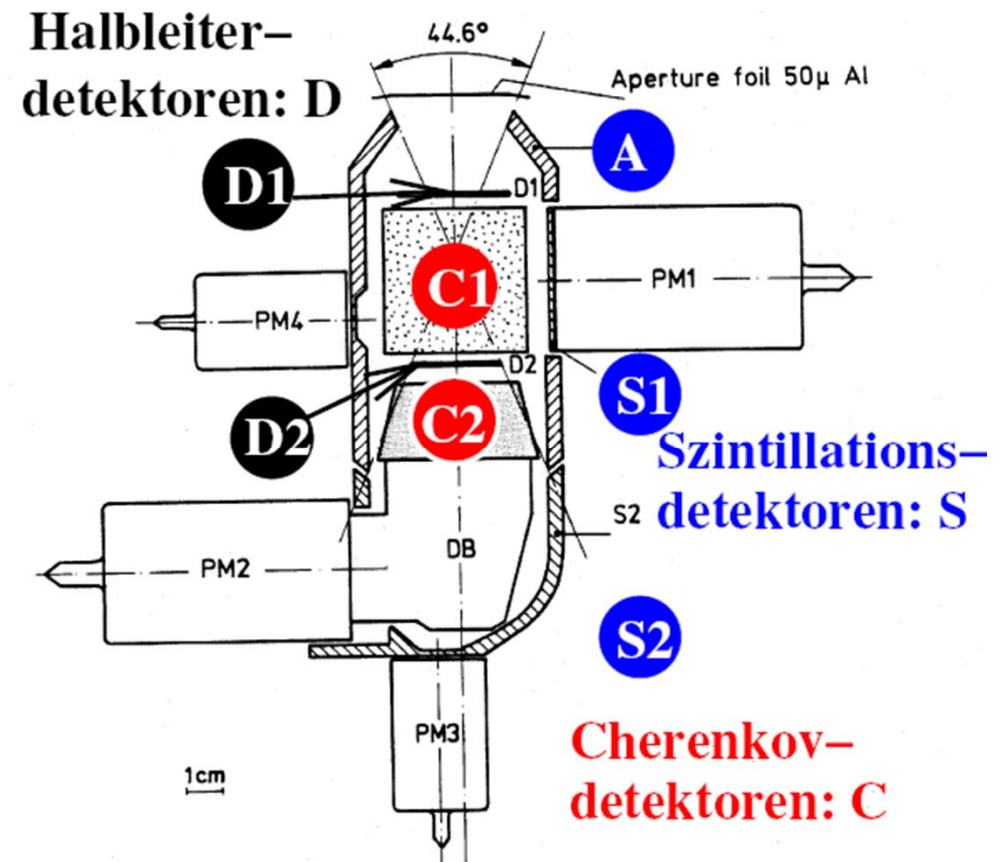
Cherenkovcounter C1



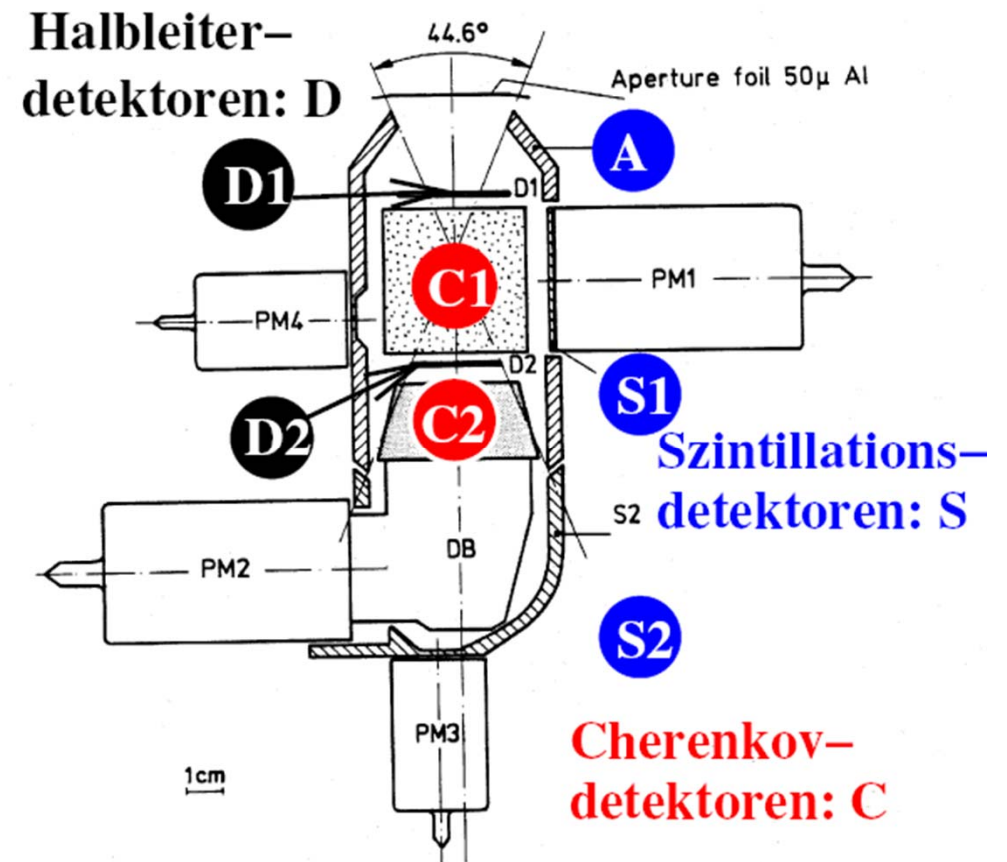
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



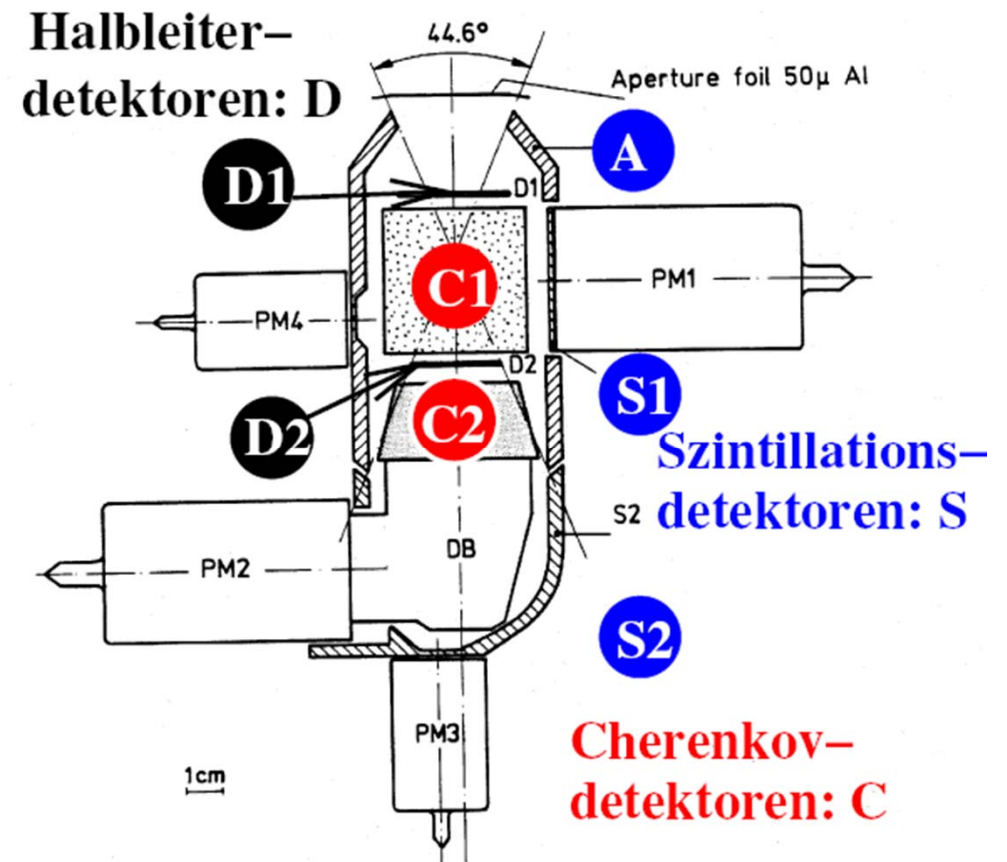
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

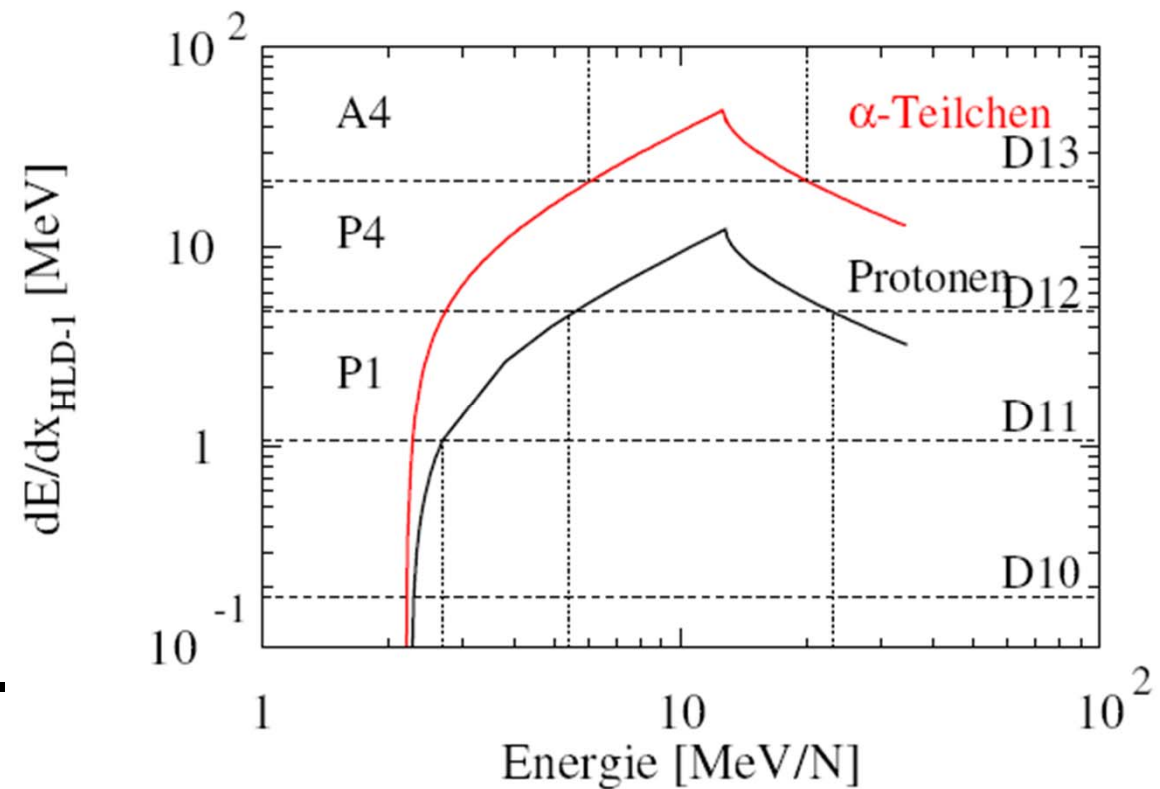


The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

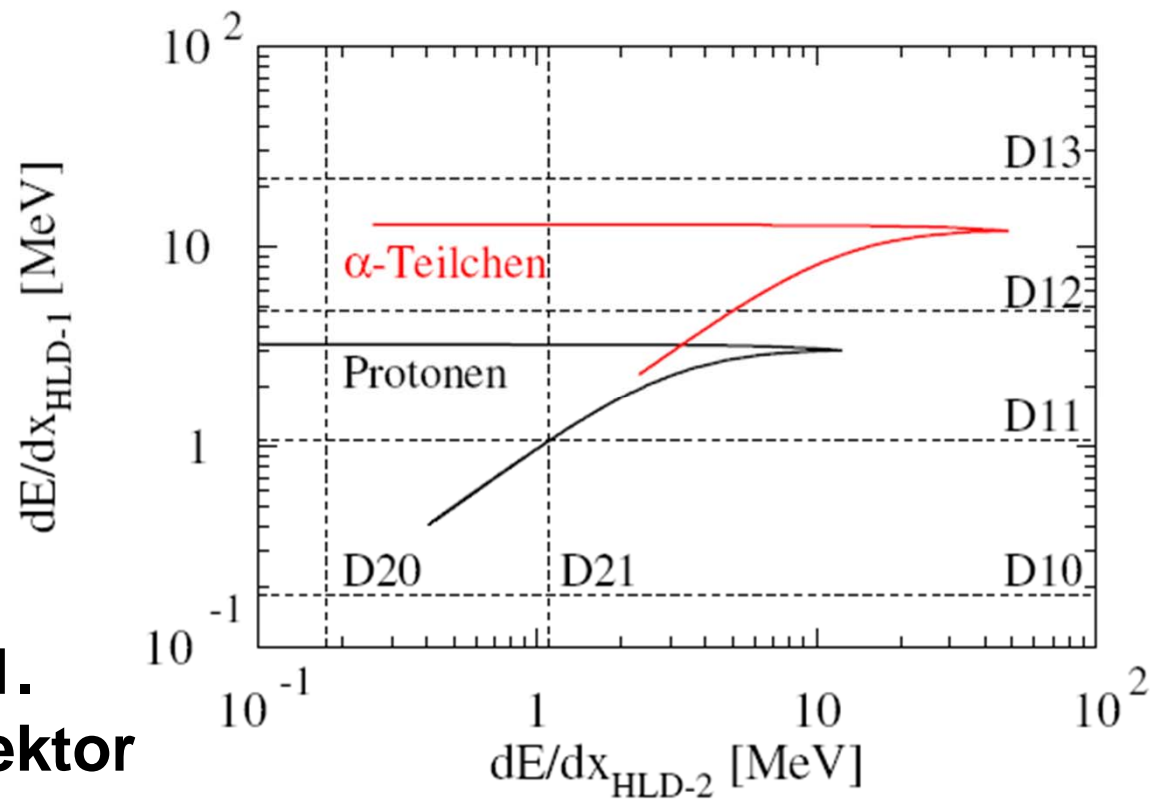


The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

**Energieverlust im 1.
Halbleiterdektor
nach Bethe-Bloch**



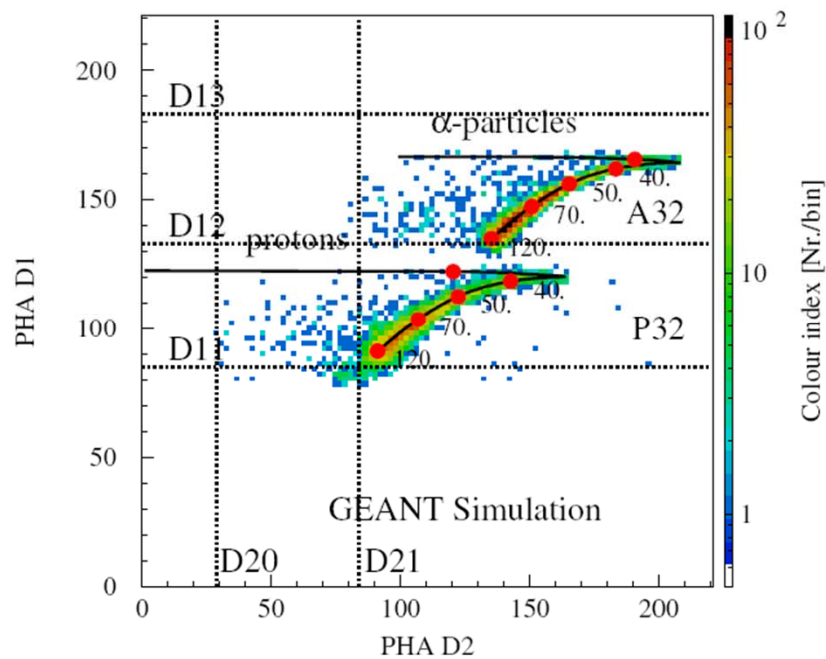
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



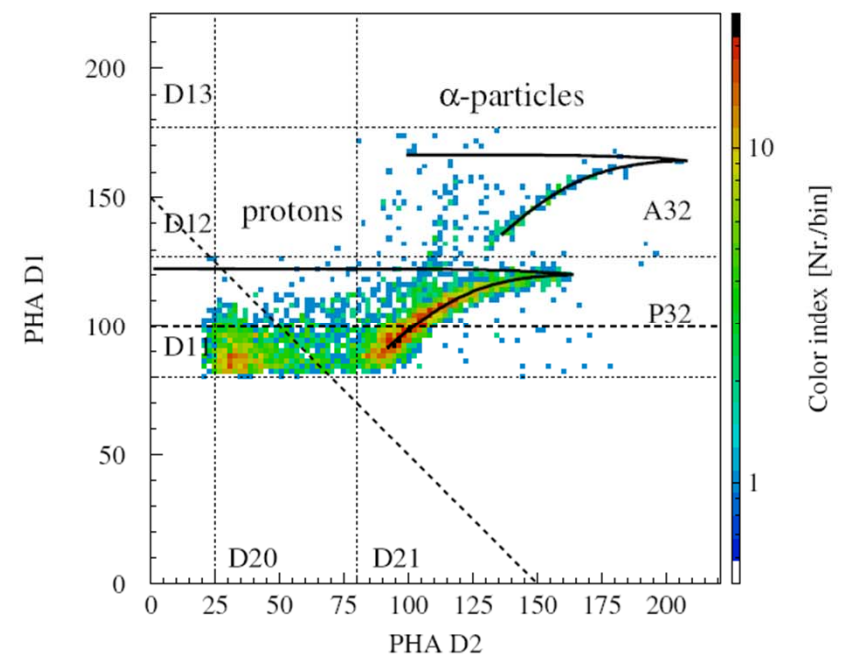
**Energieverlust im 1.
und 2. Halbleiterdektor
nach Bethe-Bloch**

The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

GEANT Simulation

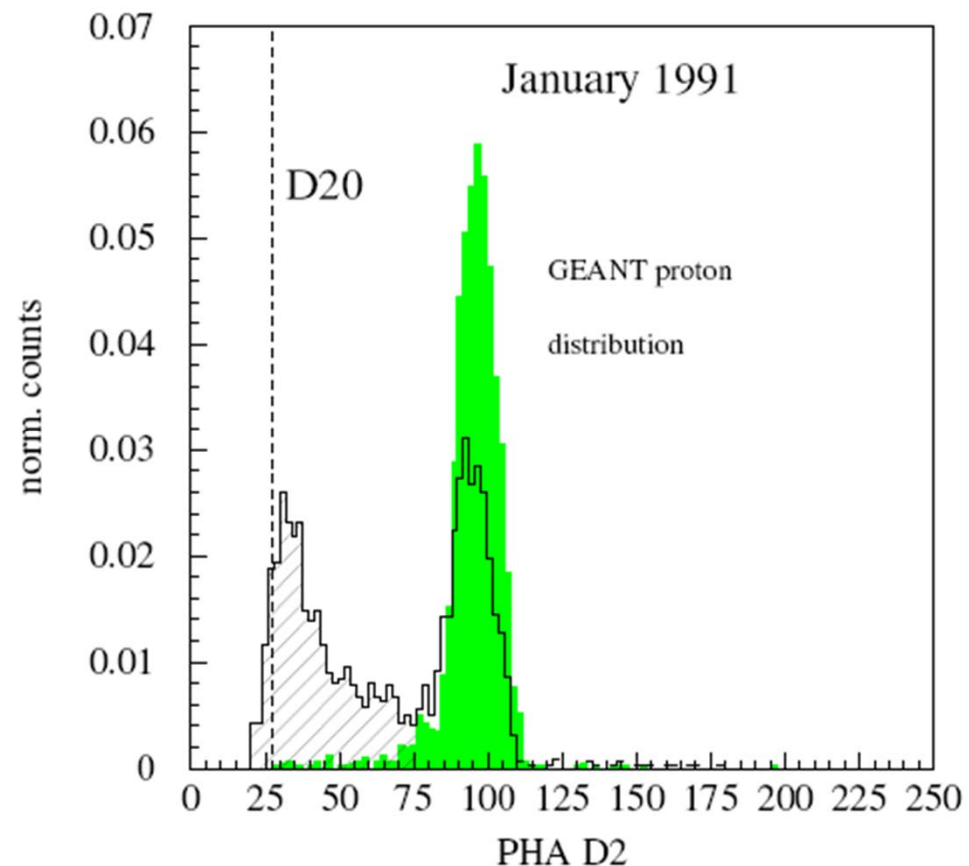


Messungen



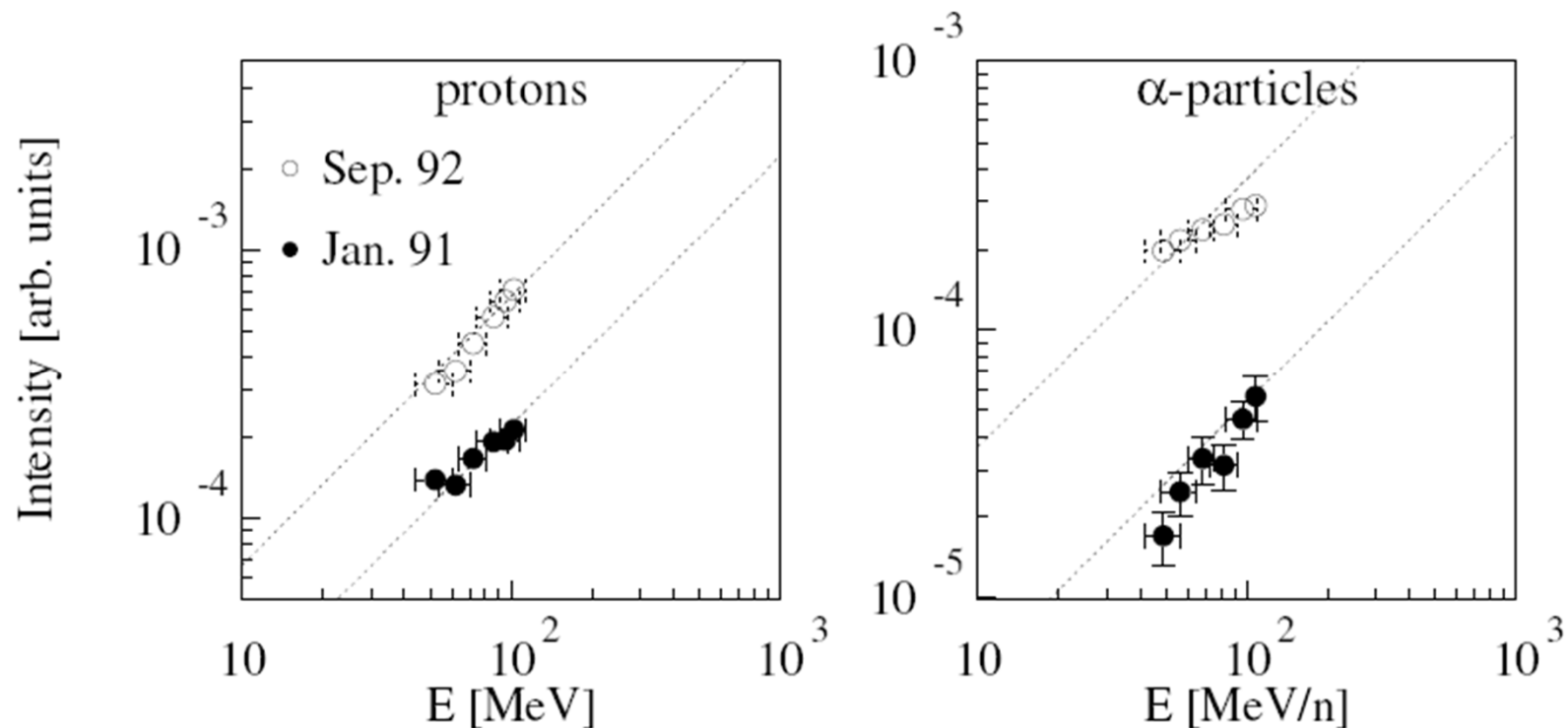
The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

**Vergleich der
GEANT
Simulationen
mit
Messungen**

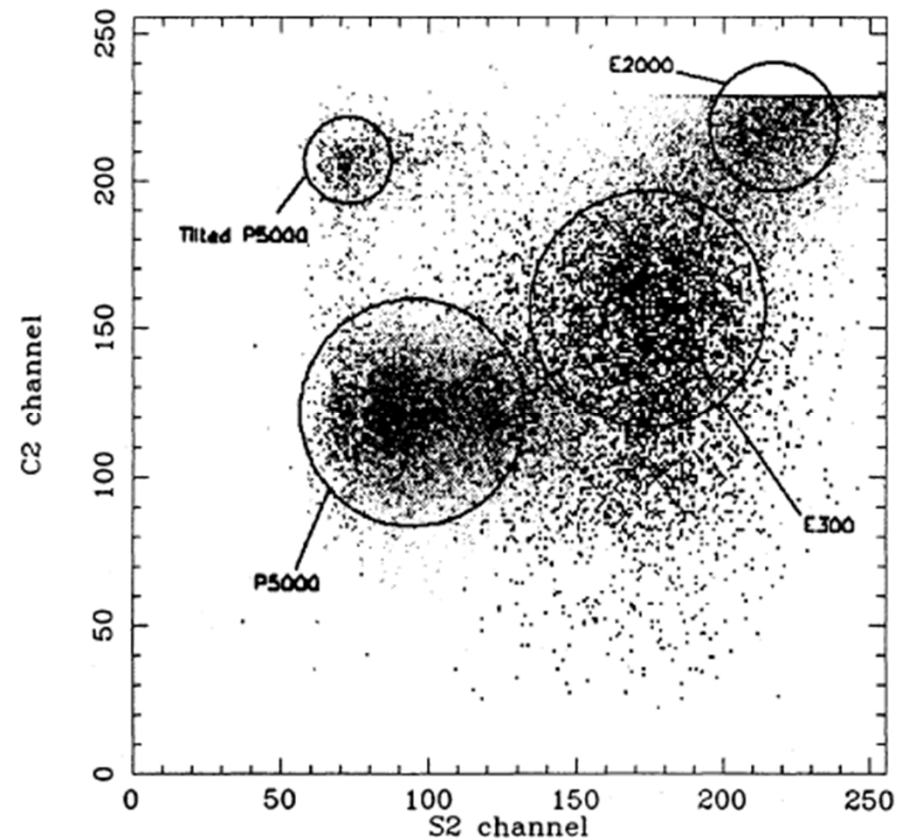


The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses

Resultierende Energiespektren für Protonen und Heliumkerne



The Kiel Electron Telescope aboard Ulysses



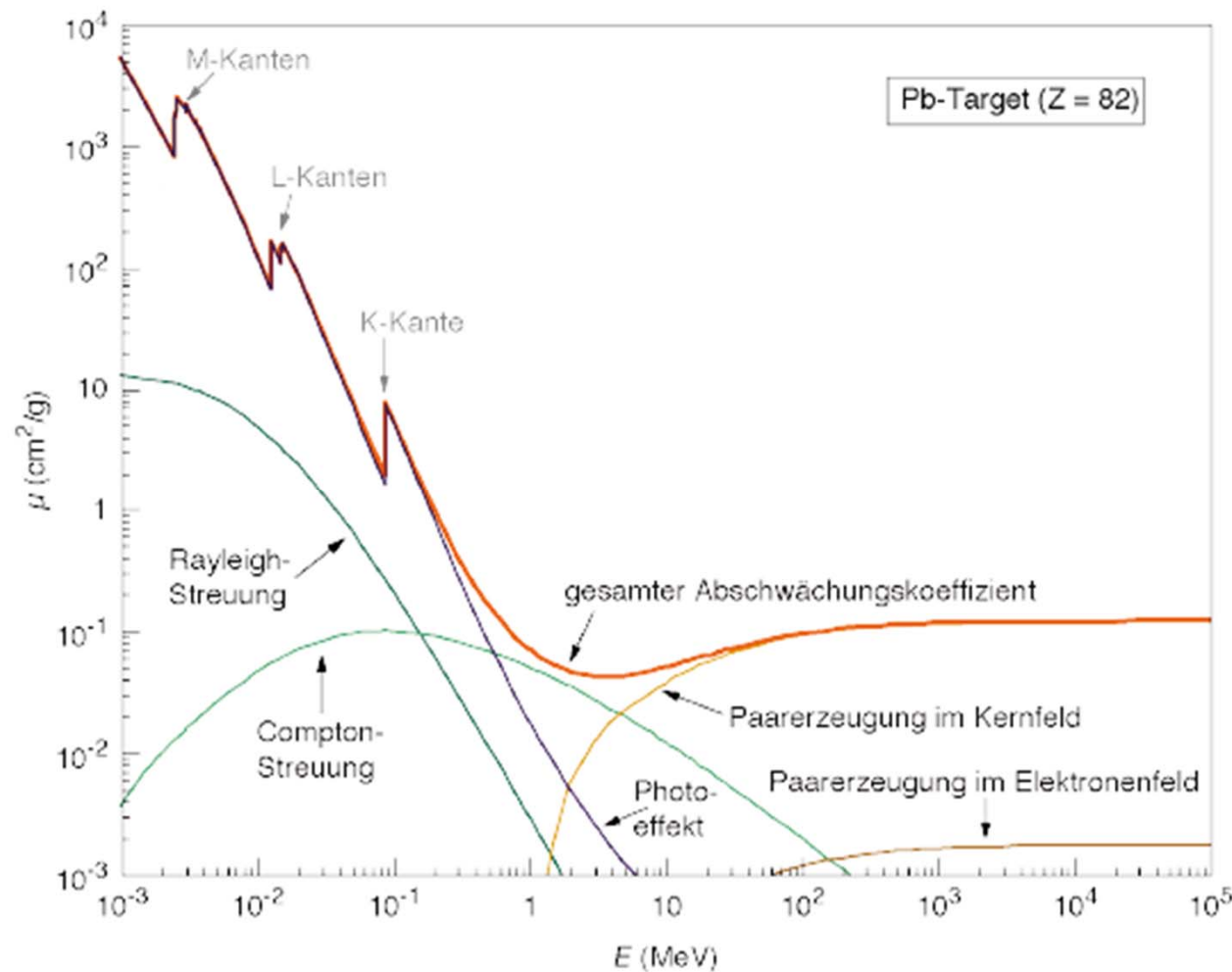
Interaction of Photons with matter

Interaction of Photons with matter

Interaction of Photons with matter

Interaction of Photons with matter

Interaction of Photons with matter (Cross section)



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

Interaction of Photons with matter (Photo effect)

Interaction of Photons with matter (Photo effect)

Interaction of Photons with matter (Photo effect)

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

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

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

Für hohe Energien ($E_\gamma \gg$ Bindungsenergie der K-Schalen-Elektronen) gilt näherungsweise:

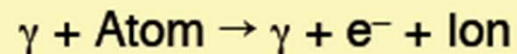
$$\sigma_{\text{photo}} = \frac{3}{2} \alpha^4 \sigma_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}$$

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

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

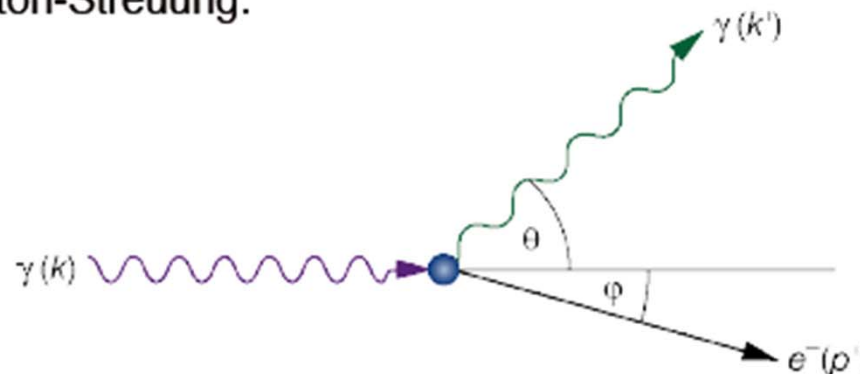
Interaction of Photons with matter (Compton effect)

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.)



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

Kinematik der Compton-Streuung:



Wechselwirkung von Photonen mit Materie

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, $E_\gamma = h\nu = hc/\lambda$		
$E'_\gamma, \nu', \lambda'$...	Energie, Frequenz, und Wellenlänge des gestreuten Photons		
θ	Streuwinkel des Photons		

Klein – Nishina Formel

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

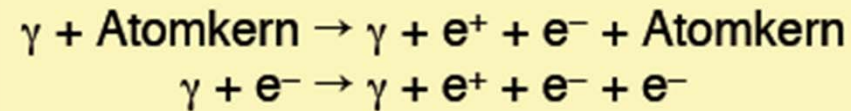
$\kappa = E_\gamma / m_e c^2$... "reduzierte" Photonenergie

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

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

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

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.



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

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

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

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

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:

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

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

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

Wechselwirkung von Photonen mit Materie

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:

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

Wechselwirkung von Photonen mit Materie