

Particle Detectors

Lecture 8

01/04/15

a.a. 2015-2016

Emanuele Fiandrini

Radiazione di transizione

C'e' un altro fenomeno di emissione importante per la rivelazione delle particelle, che non e' dovuto all'accelerazione della particella ma alla sua interazione con il mezzo: la radiazione di transizione

Transition radiation

- **Transition radiation** is the radiation from a uniformly moving charge in a medium with a variable dielectric constant. Typically, it is produced by relativistic charged particles when they cross the interface of two media of different dielectric constants
- It is analogous to the radiation from a particle moving non-uniformly. In both cases the radiation is related to the phase velocity of the electromagnetic waves in the given medium and the velocity of the charged particle.
- The emission depends on the time variation of $\beta = nv/c$ (n =refractive index)
- The difference is that in the former case the phase velocity of the wave changes, while in the latter particle velocity changes. (In this sense, TR and bremsstrahlung have the same origin.)
- The emitted radiation is the homogeneous difference between the two inhomogeneous solutions of Maxwell's equations of the electric and magnetic fields of the moving particle in each medium separately. In other words, since the electric field of the particle is different in each medium, the particle has to "shake off" the difference when it crosses the boundary.

Radiazione di transizione

La radiazione di transizione è emessa quando una particella carica attraversa la superficie di discontinuità tra due mezzi con indici di rifrazione diversi, e.g. alla superficie di separazione fra il vuoto e un dielettrico.

L'emissione è legata alla polarizzazione del mezzo indotta dai campi della particella incidente: i campi variabili della particella incidente inducono una polarizzazione $P(x,t)$ dipendente dal tempo.

La polarizzazione emette radiazione.

I campi irraggiati si sommano coerentemente vicino alla traiettoria della particella e per un certo spessore nel mezzo, dando luogo ad una radiazione di transizione con una distribuzione angolare e un'intensità caratteristiche

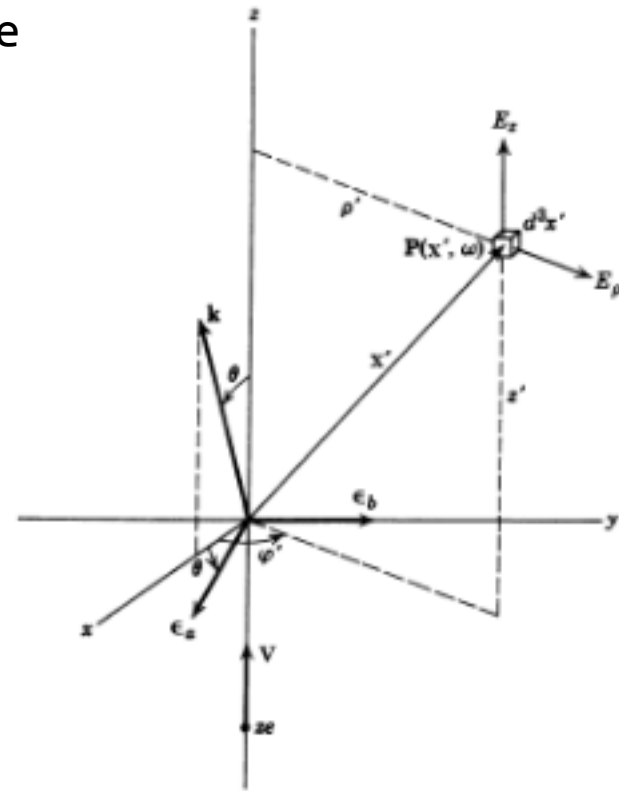


Figure 13.9 A charged particle of charge ze and velocity v is normally incident along the z axis on a uniform semi-infinite dielectric medium occupying the half-space $z > 0$. The transition radiation is observed at angle θ with respect to the direction of motion of the particle, as specified by the wave vector $\mathbf{k}$ and associated polarization vectors $\mathbf{E}_x$ and $\mathbf{E}_\rho$.

- When a charged particle crosses the boundary between two different media, radiation is emitted because the coulomb field of the particle has to readjust itself.
- The fields E_1, H_1 in medium 1 and E_2, H_2 in medium 2, given by the inhomogeneous Maxwell eqns does not match at the interface. In order to satisfy the continuity equations, a solution of the homogeneous eqns. must be added on both sides, that satisfies wave eqn. This is the transition radiation

Radiazione di transizione

Per gli immancabili entusiasti dei calcoli, una trattazione della radiazione di transizione si trova in Jackson : Classical Electrodynamics cap 14 paragrafo 9.

Un trattamento relativistico e' esposto in:
G.Garibian, Sov. Phys. JETP63 (1958) 1079

Qui faremo una trattazione moooolto qualitativa del processo di emissione, basata su quella del Jackson, Elettrodinamica classica (...ma molto piu' semplice e naive di quella)

La polarizzazione del campo a frequenze sopra il visibile (in cui $\epsilon \approx 1$) puo' essere scritta come

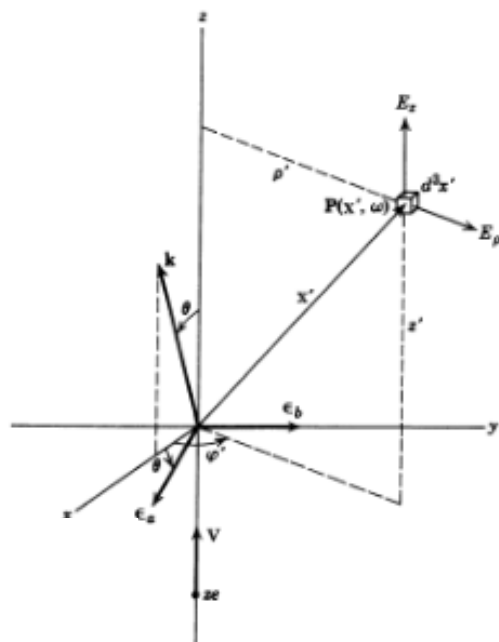
$$\mathbf{P}(\mathbf{x}', \omega) \approx \frac{\epsilon(\omega) - 1}{4\pi} \mathbf{E}_i(\mathbf{x}', \omega) \tag{9}$$

Il campo irraggiato puo' essere ottenuto nell'approssimazione di dipolo

$$\begin{aligned} d\mathbf{E}_{rad} &= \frac{e^{ikR}}{R} (\mathbf{k} \times \mathbf{P}) \times \mathbf{k} \, d^3x' \\ \mathbf{E}_{rad} &= \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{\epsilon(\omega) - 1}{4\pi} k^2 \int_{z' > 0} (\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}_i) \times \hat{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}'} d^3x' \\ &= \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{-\omega_p^2}{4\pi c^2} \int_{z' > 0} (\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}_i) \times \hat{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}'} d^3x' \end{aligned} \tag{10}$$

Se procediamo come nel caso dell'emissione cerenkov la distribuzione della radiazione emessa e'

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{c}{32\pi^3} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^4 \left| \int_{z' > 0} (\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}_i) \times \hat{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}'} d^3x' \right|^2 \tag{11}$$



A charged particle of charge ze and velocity $\mathbf{v}$ is normally incident along the z -axis in a uniform semi-infinite dielectric medium occupying the half-space $z > 0$. Radiation is observed at angle θ with respect to the direction of motion, as specified by the wave vector $\mathbf{k}$ and associated polarization vectors $\mathbf{E}_{\parallel}$ and $\mathbf{E}_{\perp}$.

ω_p = frequenza di plasma del mezzo (cfr. poche slide piu' avanti)

Radiazione di transizione

Le caratteristiche principali della RT si possono comprendere qualitativamente senza fare calcoli complicati. Consideriamo il caso di una particella ultrarelativistica con $\gamma \gg 1$ che arriva lungo l'asse z dal vuoto ($z < 0$) e penetra in un mezzo con indice di rifrazione n ($z > 0$), la superficie a $z = 0$ e' quella di separazione dei due mezzi.

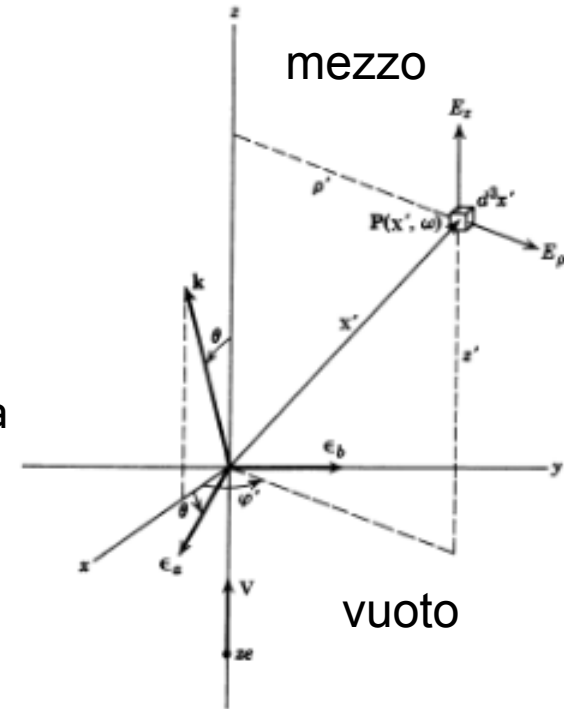


Figure 13.9 A charged particle of charge ze and velocity $\mathbf{v}$ is normally incident along the z axis on a uniform semi-infinite dielectric medium occupying the half-space $z > 0$. The transition radiation is observed at angle θ with respect to the direction of motion of the particle, as specified by the wave vector $\mathbf{k}$ and associated polarization vectors ϵ_a and ϵ_b .

Radiazione di transizione

- a) La distribuzione angolare della radiazione emessa e' confinata in un cono t.c. $\gamma\theta \sim 1$
- b) La radiazione di TR e' il risultato dell'interferenza tra il campo della particella incidente e l'onda irraggiata localmente a causa della polarizzazione dipendente dal tempo del mezzo.

Se decomponiamo la corrente in comp. Di fourier, la componente alla freq. ω del campo generato dalla particella ha una componente la cui ampiezza lungo z oscilla come (cfr. cherenkov)

$$\sim \exp(i\omega z/v)$$

La polarizzazione del mezzo emette onde con un'ampiezza che va come

$$\sim \exp(-ikz) = \exp(-i\omega n z/c)$$

Dato che

$$\mathbf{P}(\omega, \mathbf{x}') \propto \mathbf{E}_i(\omega, \mathbf{x}'),$$

l'onda emessa va come

$$\sim \exp(i\omega z/v) \exp(-in\omega z/c) \\ = \exp(i\omega z(1/v - n/c))$$

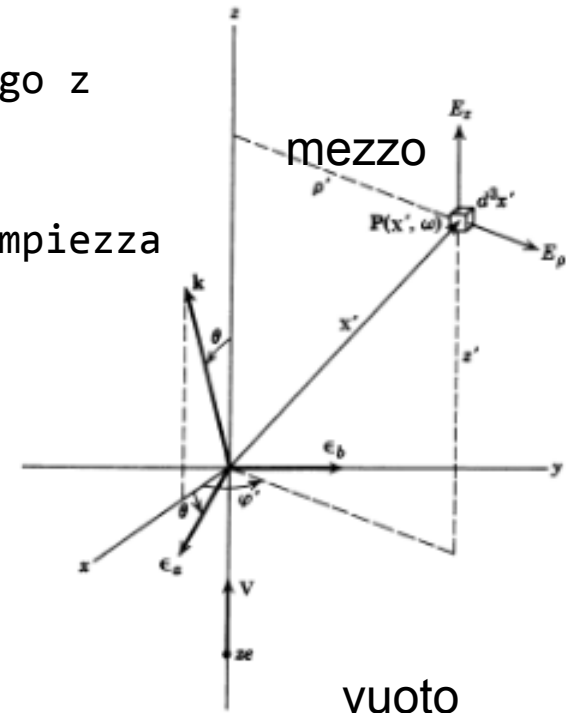


Figure 13.9 A charged particle of charge ze and velocity $\mathbf{v}$ is normally incident along the z axis on a uniform semi-infinite dielectric medium occupying the half-space $z > 0$. The transition radiation is observed at angle θ with respect to the direction of motion of the particle, as specified by the wave vector $\mathbf{k}$ and associated polarization vectors ϵ_0 and ϵ_z .

Radiazione di transizione

Lontano dall'interfaccia fra vuoto e mezzo posta a $z = 0$, ie per "grandi" z , la fase del campo oscilla rapidamente, l'onda pilota (del campo incidente) e quella della polarizzazione non sono coerenti
 $\rightarrow \langle |E| \rangle = 0$, cioe' non c'e' radiazione emessa.

L'unico contributo alla radiazione emessa viene dalla regione in cui la fase del campo non varia apprezzabilmente, cioe' entro uno spessore z t.c.

$$\omega z(1/v - n/c) \ll 1$$

Assumendo freq abbastanza alte (sopra la regione ottica, $\omega \gg \omega_p$), la costante dielettrica e puo' essere parametrizzata in funzione di ω come

$$\epsilon/\epsilon_0 \approx 1 - (\omega_p/\omega)^2$$

con ω_p frequenza di plasma del mezzo.

$\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2} = 1.54 \times 10^4 N^{1/2} = 28.8(\rho Z/A)^{1/2} \text{ eV}$, con N densita' degli e- del mezzo e ρ densita' in gr/cm³ e Z/A e' il rapporto medio nr atomico e di massa del materiale. Nelle sostanze con densita' dell'ordine dell'unita' $\hbar\omega_p/2\pi \approx 20 \text{ eV}$, in aria 0.7 eV

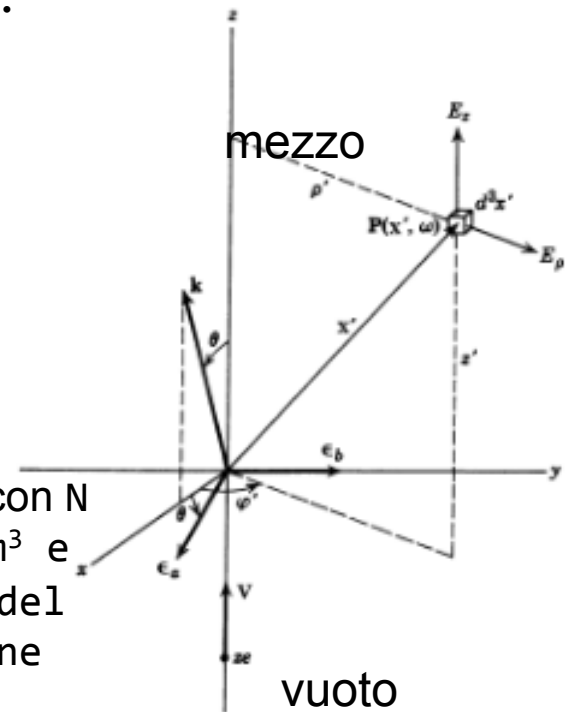


Figure 13.9 A charged particle of charge ze and velocity v is normally incident along the z axis on a uniform semi-infinite dielectric medium occupying the half-space $z > 0$. The transition radiation is observed at angle θ with respect to the direction of motion of the particle, as specified by the wave vector $\mathbf{k}$ and associated polarization vector $\mathbf{E}_p$ and $\mathbf{E}_b$.

Radiazione di transizione

$$\epsilon \approx 1 - (\omega_p/\omega)^2$$

Nel limite $\omega \gg \omega_p$ $n = (\epsilon)^{1/2} \approx 1 - (1/2)(\omega_p/\omega)^2$
Per $\beta \approx 1$, $\gamma \approx 1/[2(1 - \beta)] \rightarrow 1/\beta = 1 + 1/2\gamma^2$

Sostituisco in $\omega z(1/\beta - n/c) \ll 1$ e ho

$$z \sim 2\gamma/\omega_p(\nu + 1/\nu) \text{ con } \nu = \omega/\gamma\omega_p$$

La lunghezza di formazione D , cioè la profondità in z della regione da cui la radiazione viene emessa può essere definita come il max di $z(\nu)$ (cfr. Jackson).

Il max si ha quando $\nu = 1 \rightarrow$

$$D = z(1) = \gamma c/\omega_p$$

Per mezzi tipici e per particelle ultrarelativistiche $\gamma \sim 10^3$,
 $D \sim$ decine di microns

Radiazione di transizione

L'energia totale emessa nell'attraversare una singola interfaccia e'

$$I = \alpha \gamma \hbar \omega_p / 3(2\pi)$$

Qualitativamente il risultato puo' essere ottenuto nel modo seguente:
per un osservatore a riposo ad una distanza b dalla traiettoria della
particella, il valore max del campo elettrico e' $E = \gamma e/b^2$ e la durata
dell'interazione e' $\Delta t = b/\gamma c$

Percio' l'energia totale dell'emissione e'

$$I \sim E^2 \times \Delta V \sim E^2 b^2 c \Delta t = \gamma e^2/b$$

A spanne, il max dell'emissione si ha quando $b = b_{\min}$.

Occorre definire $b_{\min}$.

$b_{\min}$ e' la lunghezza minima che la particella deve percorrere
affinche' il mezzo reagisca al campo E .

L'interazione della particella non avviene con un atomo o un e-
singolo, ma con molti atomi vicini alla particella.

Il mezzo puo' essere pensato come un plasma.

Un plasma possiede una frequenza caratteristica ("naturale") che
corrisponde alla frequenza tipica di oscillazione elettrostatica in
risposta ad una piccola separazione spaziale di carica.

Frequenza di plasma

Per esempio consideriamo il caso in cui uno strato di cariche di un solo segno venga spostato dalla posizione quasi-neutra di un tratto infinitesimo δx . Sulla faccia dello strato si sviluppa una densità di carica $\sigma = en \delta x$ e una carica uguale e opposta si sviluppa sulla faccia opposta. In pratica si ha un condensatore a facce piane parallele, in cui si ha un campo

$$\mathbf{E} = -\sigma/\epsilon_0 = -e n \delta x/\epsilon_0$$

Se ora prendiamo una particella fra le due facce, l'equazione del moto dello spostamento δx ci dà

$$d(\delta x)/dt^2 = eE = -e^2 n \delta x/m\epsilon_0 = -\omega_p^2 \delta x$$

Il sistema oscilla con la frequenza di plasma.

In risposta ad una sollecitazione esterna, le oscillazioni di plasma verranno osservate solo se la sollecitazione agisce su periodi di tempo $> 1/\omega_p$ o su scale di lunghezza $> v/\omega_p$

Nel nostro caso perciò il mezzo non reagisce al campo della particella su scale di lunghezza inferiori a $\lambda_{\min} = c/\omega_p$

Radiazione di transizione

$$I \sim \mathbf{E}^2 \times \Delta V \sim \mathbf{E}^2 b^2 c \Delta t = \gamma e^2 / b$$

Se poniamo $b = b_{\min}$ otteniamo

$$I \sim \gamma e^2 \omega_p / c = \gamma e^2 \hbar \omega_p / \hbar c = \gamma \alpha \hbar \omega_p$$

Lo spettro della radiazione che si ottiene dal calcolo esatto e'

$$\frac{dI}{d\nu} = \frac{z^2 e^2 \gamma \omega_p}{\pi c} \left[(1 + 2\nu^2) \ln\left(1 + \frac{1}{\nu^2}\right) - 2 \right]$$

Nel limite di piccoli e grandi ν

$$\frac{dI}{d\nu} = \frac{z^2 e^2 \gamma \omega_p}{\pi c} \begin{cases} 2 \ln(1/\nu), & \nu \ll 1 \\ \frac{1}{6\nu^4}, & \nu \gg 1 \end{cases}$$

Circa il 90% della radiazione emessa e' contenuto nell'intervallo di $0.1 < \nu < 1$. Per valori tipici $\hbar \omega_p \sim 20$ eV e $\gamma \sim 1000$, l'intervallo di energia dei fotoni emessi e' 2 - 20 keV, cioe' raggi X (molli). Al di sopra di $\nu = 1$ c'e' poca energia emessa

$$I = \int_0^\infty \frac{dI}{d\nu} d\nu = \frac{z^2 e^2 \gamma \omega_p}{3c} = \frac{z^2}{3(137)} \gamma \hbar \omega_p \quad (13.8)$$

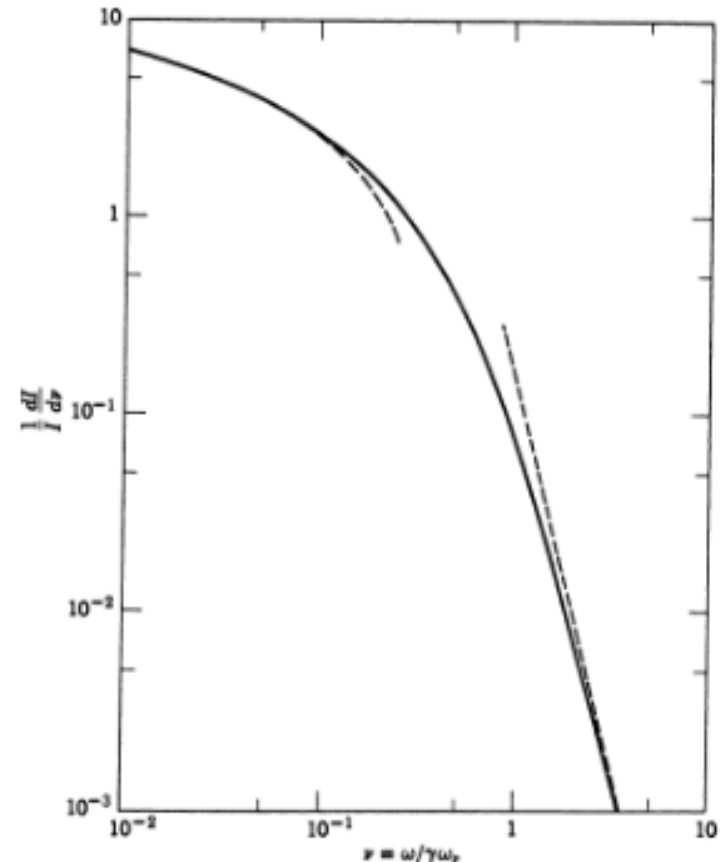


Figure 13.11 Normalized frequency distribution $(1/I)(dI/d\nu)$ of transition radiation as a function of $\nu = \omega/\gamma\omega_p$. The dashed curves are the two approximate expressions in (13.86).

Radiazione di transizione

- L'energia irradiata ad ogni superficie di separazione e' :

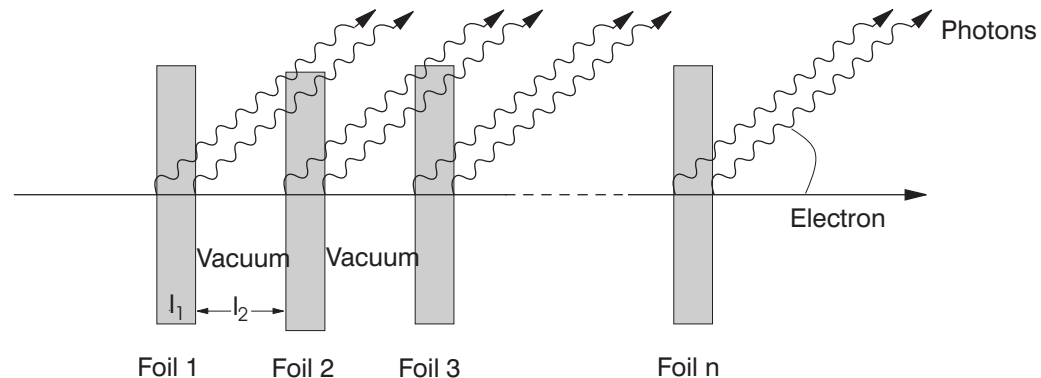
$$W = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p \gamma \quad W \propto \gamma = E / m$$

particelle della stessa energia ma massa molto diversa hanno γ molto diversi e quindi emissione diversa $\rightarrow$ separazione e/p , K/π , e/π ,...

- Il numero di fotoni emessi per superficie di separazione e' piccolo:

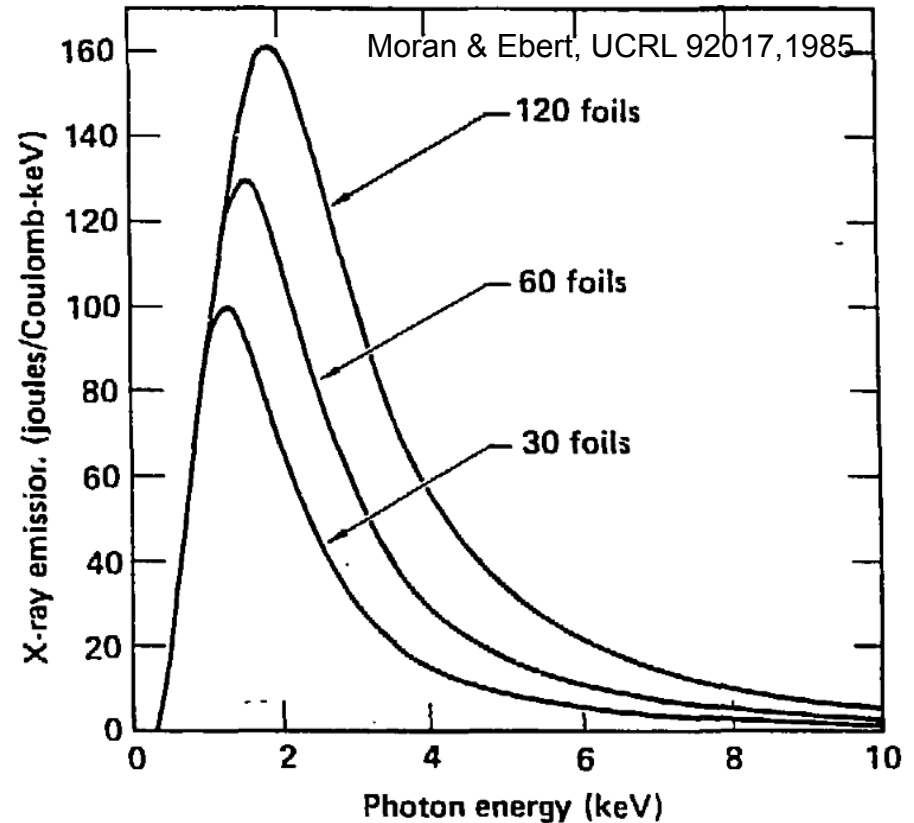
$$N_{ph} \approx \frac{W}{\hbar \omega} \propto \alpha \approx \frac{1}{137}$$

Si ha emissione apprezzabile solo per γ molto alti > 1000 e servono molte interfacce di separazione



Radiazione di transizione

The observed spectrum is modified for a stack of foils by the absorption characteristics of the foil material. The absorption length decreases rapidly as the photon energy decreases (ie in the soft x-ray range). When the x-ray absorption spectral variation is combined with the basic spectrum from a single foil, the net spectrum will often show a broad peak centered in the soft x-ray range. As the number of foils is increased the spectral peak will shift to higher energies, because the softer x-ray energies will be more strongly absorbed.



Radiazione di transizione

- ❑ I radiatori devono essere a basso Z

Bisogna evitare di riassorbire i fotoni emessi (vedi in seguito effetto fotoelettrico proporzionale a Z^5).

- ❑ Lo spessore dei radiatori deve essere $\geq$ della lunghezza di formazione D .

$$D = \frac{\gamma c}{\omega_p}$$

Per materiale tipo plastica $\omega_p \sim 30 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ e se $\gamma \sim 1000$

$\rightarrow D \sim 10 \text{ } \mu\text{m}$, in aria $\sim \text{mm}$

Transition radiation

- Number of emitted photons / boundary is small

$$N_{ph} \approx \frac{W}{\hbar\omega} \propto \alpha \approx \frac{1}{137}$$

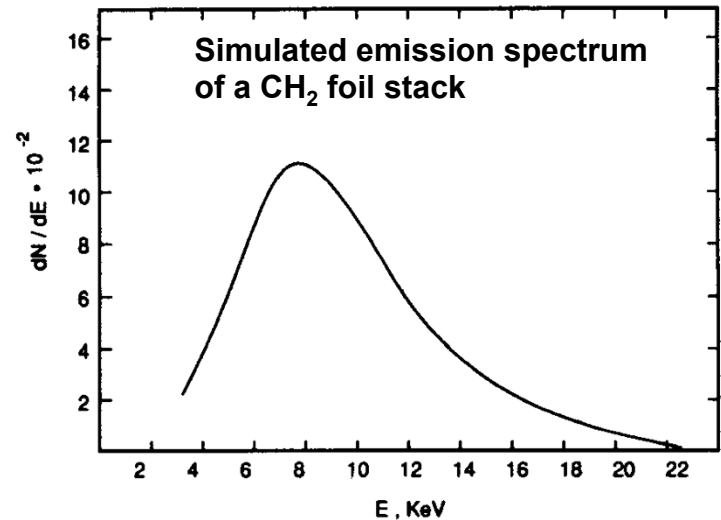
→ **Need many transitions** → build a stack of many thin foils with gas gaps

- Emission spectrum of TR = f(material, γ)

Typical energy: $\hbar\omega \approx \frac{1}{4}\hbar\omega_p\gamma$

→ photons in the keV range

- X-rays are emitted with a sharp maximum at small angles $\theta \propto 1/\gamma$
 → **TR stay close to track** and the particle loses energy by collisions (ie bethe bloch) → x-ray photons are not very well separated



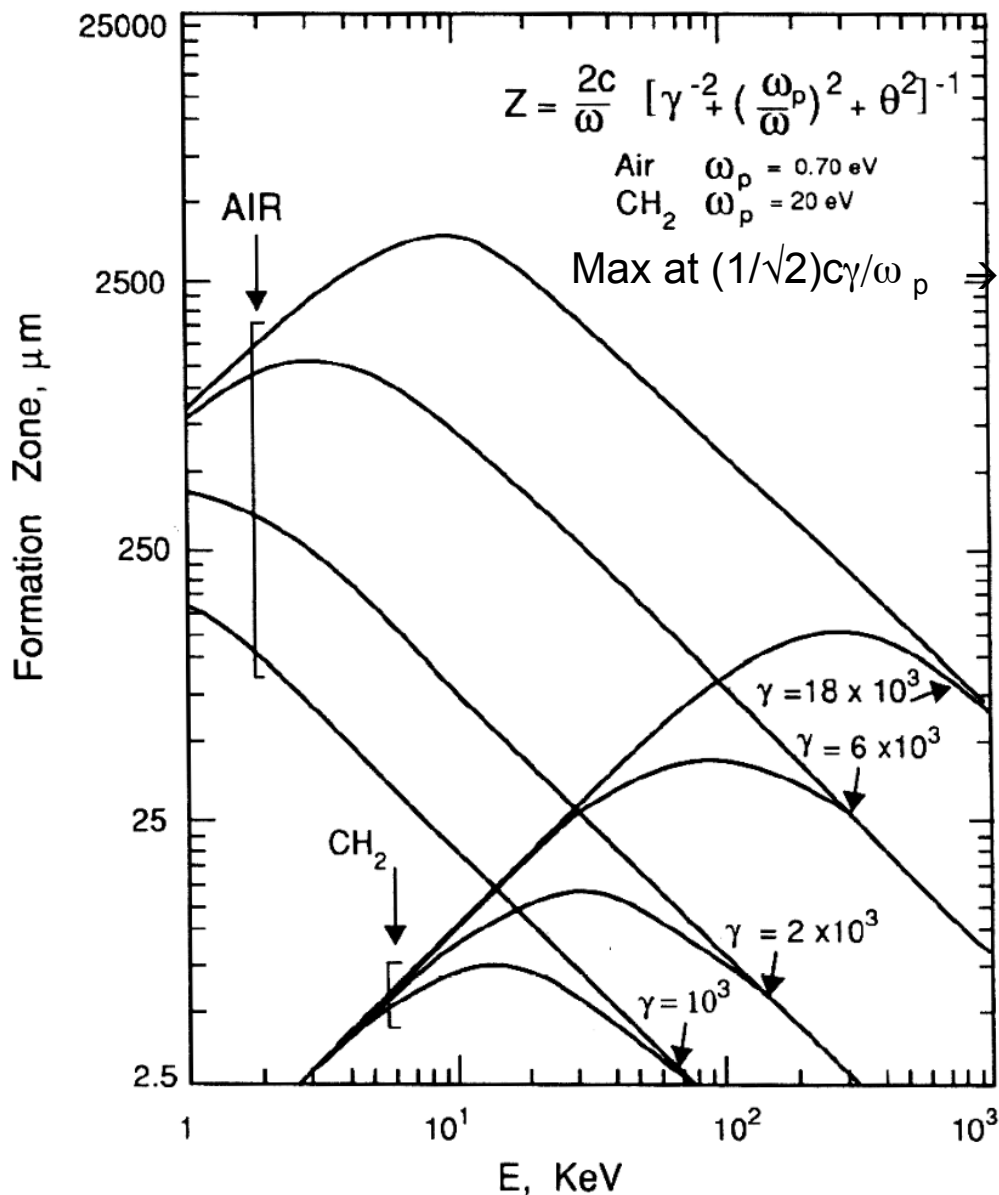
- Particle must traverse a minimum distance, the so-called **formation zone** Z_f , in order to efficiently emit TR.

$$Z_f = \frac{2c}{\omega(\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi^2)}, \quad \xi = \omega_p / \omega$$

Z_f depends on the material (ω_p), TR frequency (ω) and on γ .

$Z_f(\text{air}) \sim \text{mm}$, $Z_f(\text{CH}_2) \sim 20 \mu\text{m}$ →

important consequences for design of TR radiator.



*Length of formation zone
for different γ and as
function of ω ($E = \omega$)*

NB: e' valore stimato con i "calcoli" di prima

High ω for CH₂:

$\gamma^{-2} \gg (\omega_p/\omega)^2$:

formation zone length

for air and CH₂ about equal,

but $\omega > \gamma\omega_p$, i.e. almost
no yield

ϕ in equations
corresponds
to θ in figure

From: B. Dolgoshein, "Transition Radiation
Detectors", NIM A326(1993)434-469

Radiazione di transizione: considerazioni per i rivelatori

Due to the dependence of TR on $\gamma = E/m$, it is evident that there is a wide momentum range (1–100 GeV/c) where electrons (resp. positrons) are the only particles producing transition radiation.

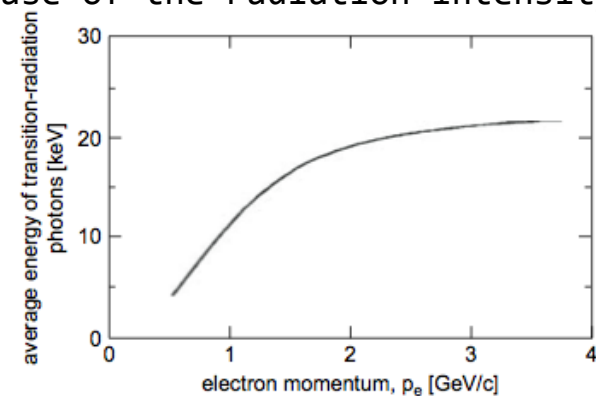
Kaons can also be separated from pions on the basis of TR in a certain momentum range (roughly 200–700 GeV/c) .

Protons start to emit at some 300 GeV, so e/p separation may be achieved up to hundreds of GeV (eg astroparticle experiments)

The attractive feature of transition radiation is that the energy radiated by TR photons increases with the Lorentz factor γ (i.e. the energy) of the particle, and is not proportional only to its velocity. Since most processes used for particle identification (energy loss by ionisation, time of flight, Cherenkov radiation, etc.) depend on the velocity, thereby representing only very moderate identification possibilities for relativistic particles ($\beta \rightarrow 1$), the γ -dependent effect of transition radiation is extremely valuable for particle identification at high energies.

An additional advantage is the fact that transition-radiation photons are emitted in the X-ray range. The increase of the radiated energy in transition radiation proportional to the Lorentz factor originates mainly from the increase of the average energy of X-ray photons and much less from the increase of the radiation intensity.

In Fig. the average energy of transition-radiation photons is shown in its dependence on the electron momentum for a typical radiator .



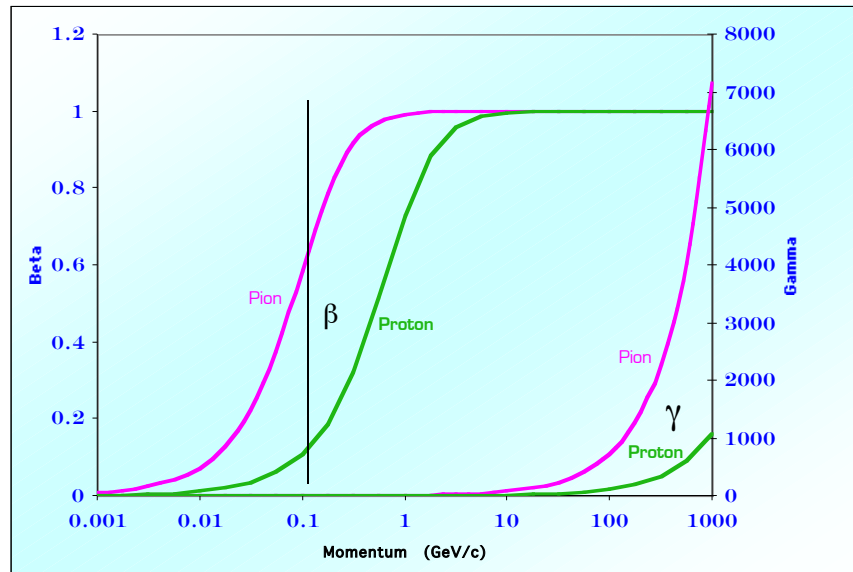
Particle Detectors: Particle Identification

Cerenkov and Transition Radiation Detectors are Used primarily for Particle Identification

- At fixed momentum, Heavy particles radiate less than Light particles.
- Further: angular distribution of radiation varies with particle speed.

Cerenkov
Counters –
sensitive to β

$$\beta = v/c$$
$$= p/E$$



Momentum (GeV/c)

E. Fiandrini Rivelatori di Particelle

1516

TRD Counters –
sensitive to γ

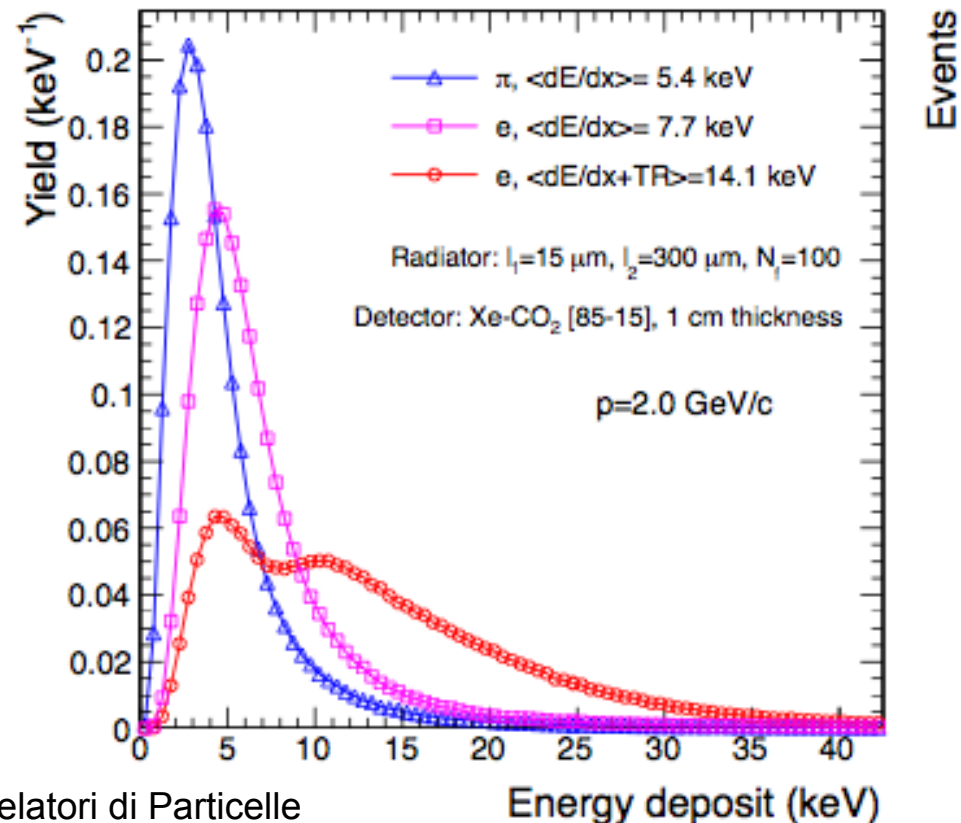
$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$
$$= E/m$$

It is important to emphasize that, due to the very small TR emission angle, the TR signal generated in a detector is overlapping with the ionization due to the specific energy loss dE/dx and a knowledge (and proper simulation) of dE/dx is a necessity for the ultimate understanding and modeling of any TRD. For pions, the energy loss in the gas is close to a Landau distribution due to ionization. For electrons, it is the sum of the ionization energy loss and the signal produced by the absorption of the TR photons.

X rays are detected by photoelectric absorption in different material with high Z (photoel absoption $\sim Z^5$) where ionization occurs too, typical material Xe/CO2.

The typical layout of a TRD detector is a sequence of low Z radiators, where TR is emitted, alternated to high Z absorbers where X-rays are absorbed and ionization by the incident particle occurs.

It is evident that due to the large tails in the energy loss spectrum for pions, the detector has to have many layers. In case the full charge signal is available the discrimination is done using either a normal mean, a truncated mean (discarding the highest measured value of the detector sets) or, preferably, a likelihood method.



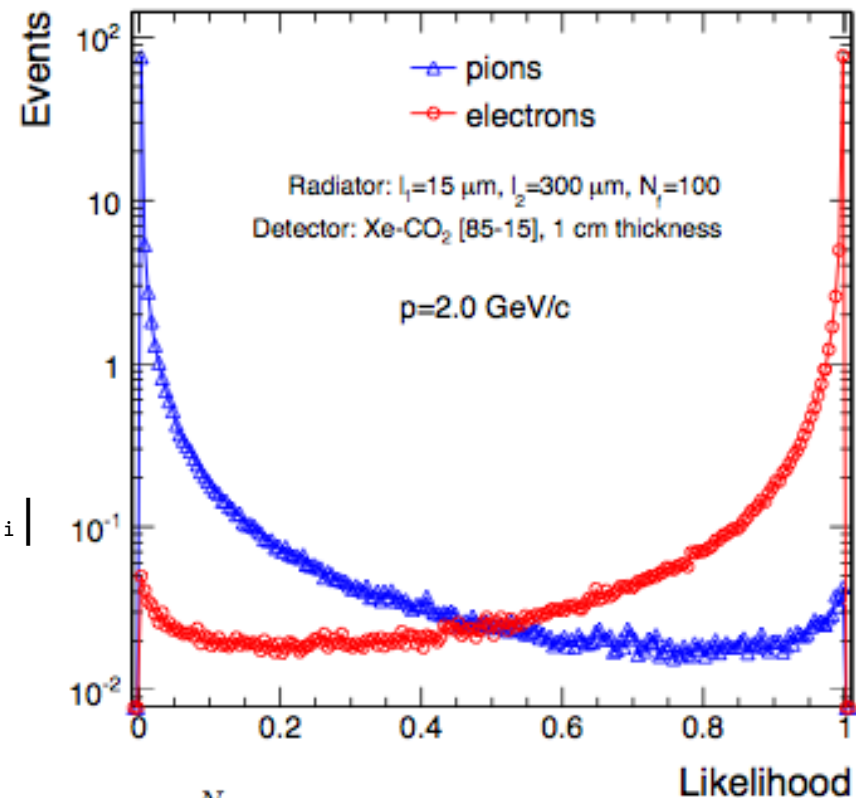
Radiazione di transizione

Likelihood distributions are constructed from the measured spectra of well identified particles (typically test beams). Taking these spectra (for each layer) as probability distributions for e^- ($P(E_i|e)$) and π ($P(E_i|\pi)$) to produce a signal of magnitude E_i , one constructs the likelihood (to be an e^-) as :

$$\text{likelihood} = \frac{P_e}{P_e + P_\pi}, \quad P_e = \prod_{i=1}^N P(E_i|e), \quad P_\pi = \prod_{i=1}^N P(E_i|\pi)$$

or, equivalently (also called log-likelihood) [51]:

$$\text{likelihood} = \sum_{i=1}^N \log \frac{P(E_i|e)}{P(E_i|\pi)}$$



Radiazione di transizione

The electron (or any other particle) identification performance of a TRD is quantified in terms of the pion efficiency at a given electron efficiency and is the fraction of pions wrongly identified as electrons.

The e- efficiency is the fraction of e- passing through the detector that are identified as electrons.

The pion efficiency depends strongly on the electron efficiency, which is a parameter that can be adjusted at the stage of the data analysis.

It is chosen such that the best compromise between electron efficiency and purity is reached. Usually 90% electron efficiency is the default value used to quote a TRD rejection power

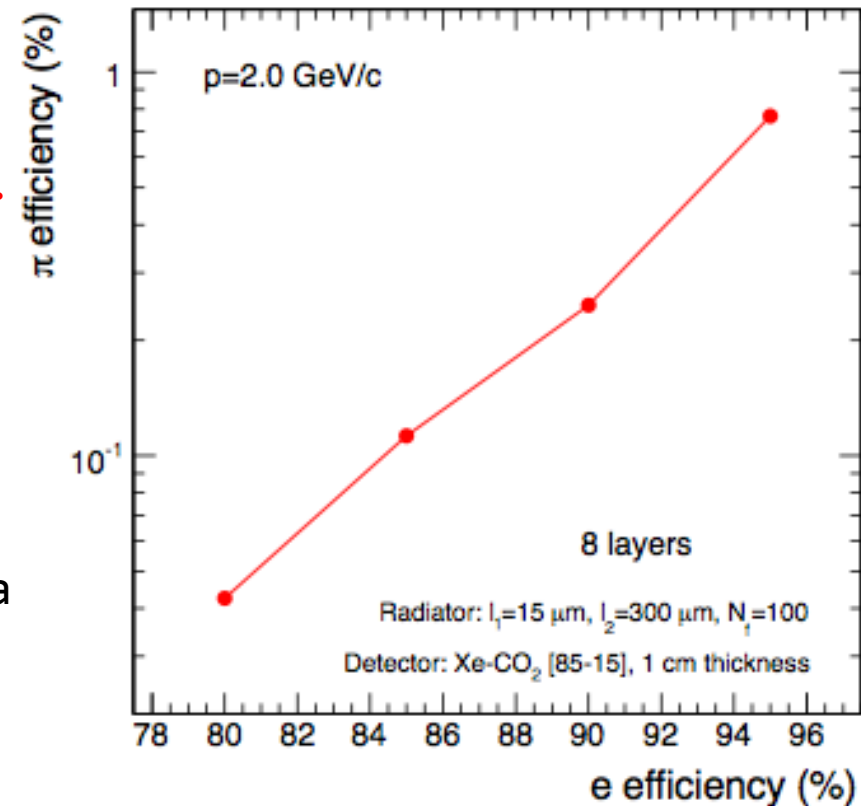


figure 7: Pion efficiency as a function of the electron efficiency (left panel).
number of layers (right panel).

Radiazione di transizione

Pion efficiency depends on momentum.
The rejection power improves dramatically between 0.5 and 1 GeV/c and slightly up to 2 GeV/c as a result of the onset of TR production in this momentum range.

Beyond 2 GeV/c TR yield saturates and the rejection power decreases as a consequence of the relativistic rise of the ionization energy loss of pions.

While in detail this behavior depends on the specific choice of the radiator, it is a generic feature of the TRD pion rejection capability.

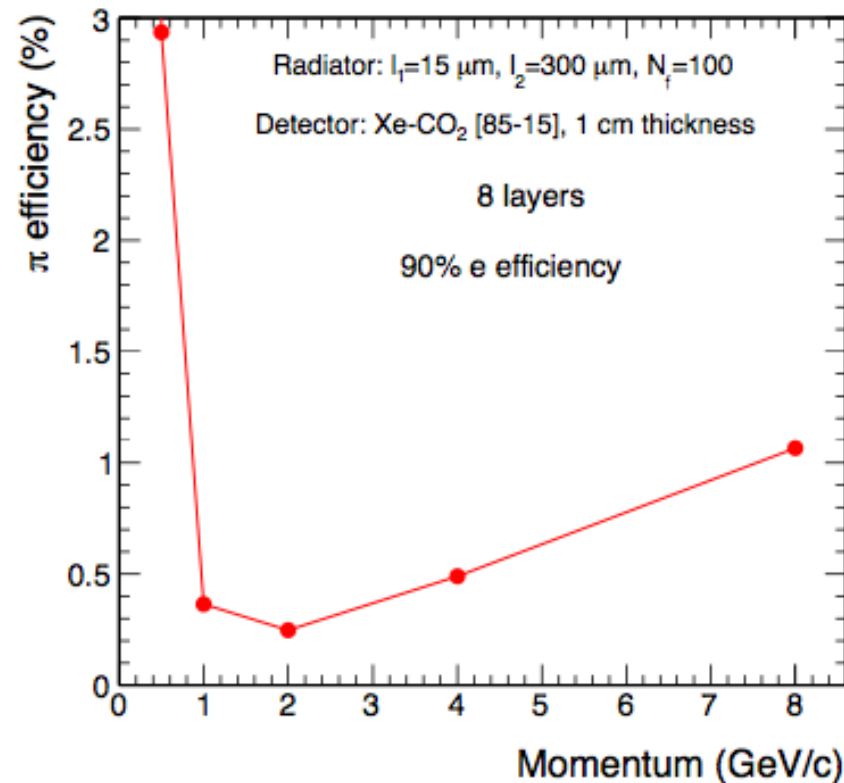


Figure 8: Pion efficiency as a function of momentum.

Radiazione di transizione: considerazioni per i rivelatori

The TRD is formed by a set of foils consisting of a material with an atomic number Z as low as possible. Because of the strong dependence of the photoabsorption cross section on Z ($\sigma_{\text{photo}} \propto Z^5$) the transition-radiation photons would otherwise not be able to escape from the radiator.

The transition-radiation photons have to be recorded in a detector with a high efficiency for X-ray photons. This requirement is fulfilled by a multiwire proportional chamber filled with krypton or xenon, i.e. gases with high atomic number for an effective absorption of X rays.

An obvious choice to detect transition radiation is a gaseous detector.

Affordability for large-area coverage, usually needed in (accelerator) experiments, is a major criterion.

In addition, a lightweight construction make gaseous detectors a widespread solution for TRDs (mandatory for space experiments).²⁶

Radiazione di transizione

The major factor in the performance of any TRD is its overall length. This is illustrated in Fig, which shows, for a variety of detectors, the pion efficiency at a fixed electron efficiency of 90% as a function of the overall detector length. The experimental data, covering a range of particle energies from a few GeV to 40 GeV, are rescaled to an energy of 10 GeV when possible.

Many recent TRDs combine particle identification with charged-track measurement in the same detector. This provides a powerful tool for electron identification even at very high particle densities.

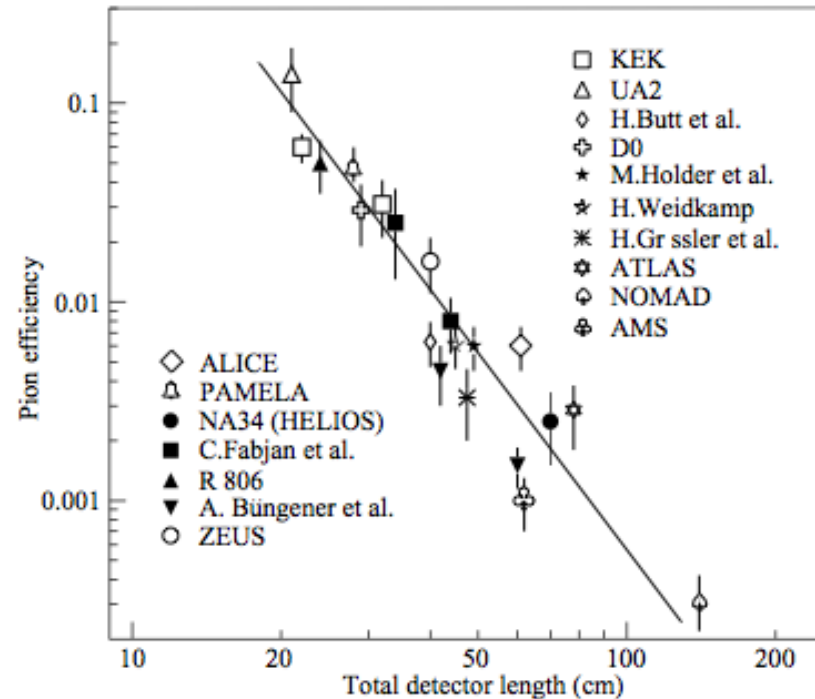


Figure 28.16: Pion efficiency measured (or predicted) for different TRDs as a function of the detector length for a fixed electron efficiency of 90%. The plot is taken from [102] with efficiencies of more recent detectors added [103].

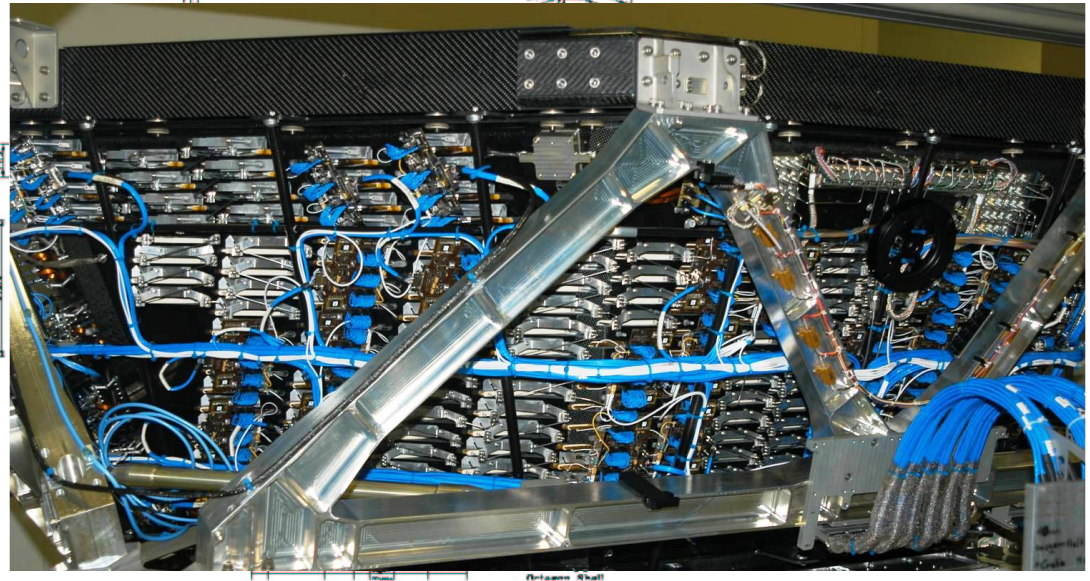
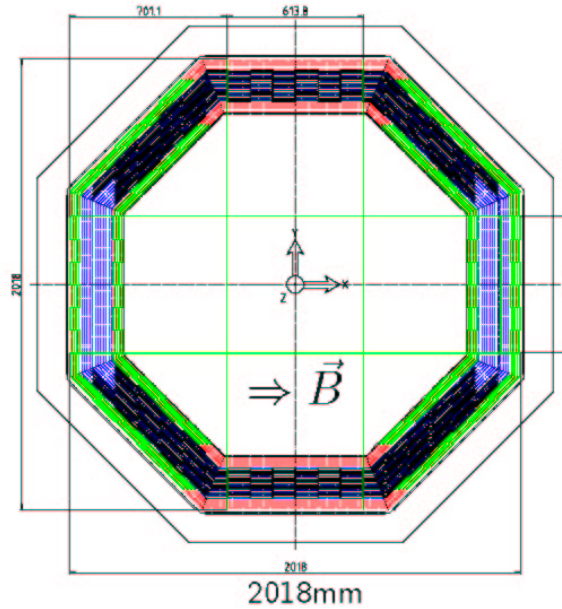
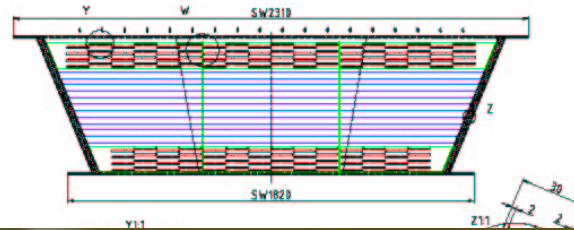
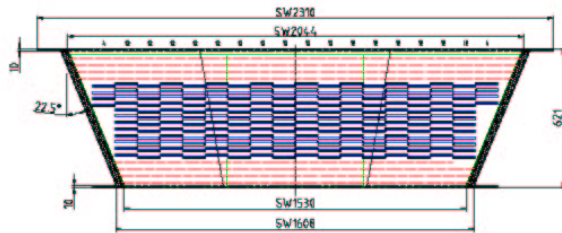
Radiazione di transizione

TRDs have been used and are currently being used or planned in a wide range of accelerator- based experiments, such as UA2 , ZEUS , NA31 , PHENIX , HE- LIOS , DØ , kTeV , H1 , WA89 , NOMAD, HERMES, HERA-B, ATLAS, ALICE, CBM and in astroparticle and cosmic- ray experiments: WIZARD, HEAT, MACRO, AMS, PAMELA, ACCESS.

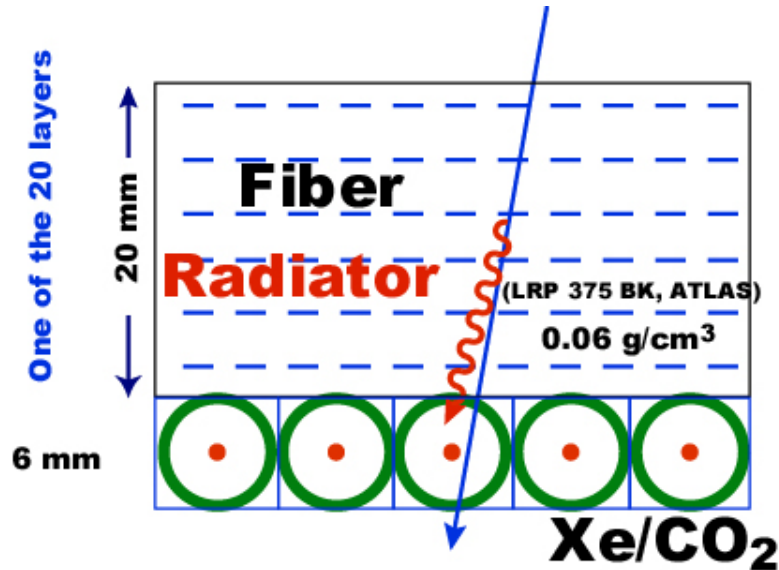
In these experiments the main purpose of the TRD is the discrimination of electrons from hadrons

AMS02 TRD

20 layers with 22mm radiator 6mm straw tube modules



TRD



A TRD is made usually of 2 components:

- Radiator where the photons are emitted
- photon and particle detectors where their energy deposit is measured

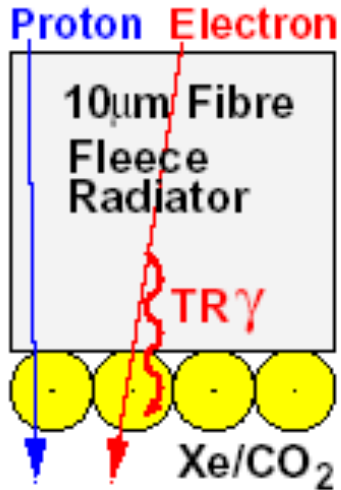
To increase the TR yield and minimize reabsorption of ph. in the radiator low, TRD are usually designed as a sandwich structure with alternating layers of radiators and photon detectors

Radiator: fleece fiber

Good photon (5–30KeV) detection: gas with high atomic number Z

The signal is the superposition of the dE/dX of the particle AND the deposited photon energy (if emitted)

TRD



- 20 layers 22 mm fleece-radiator
6mm straw-tubes Xe/CO₂(80/20)
- Tubewall 72µm Kapton-Al sandwich
- Wire 30µm W/au tensioned with 100g

**e⁻, e⁺ emit photons, protons do not in an energy interval
3-300 GeV**



- Pressure 1250 mbar
- Gas flow 1liter/h
- Gain 3000

- Modules 16 tubes
- 8 modules per gas-circuit

Event selection

•Single track event.

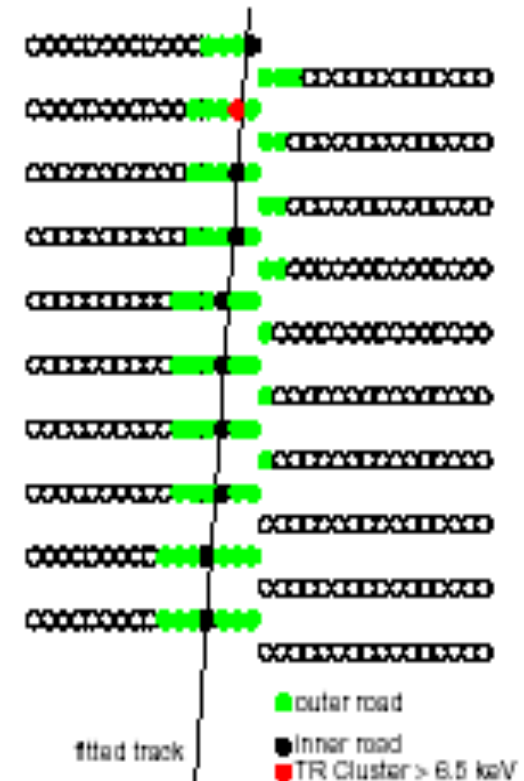
Secondary particles excluded.

Proton rejection

$$\frac{\text{Total number protons}}{\text{Selected protons}}$$

Electron efficiency

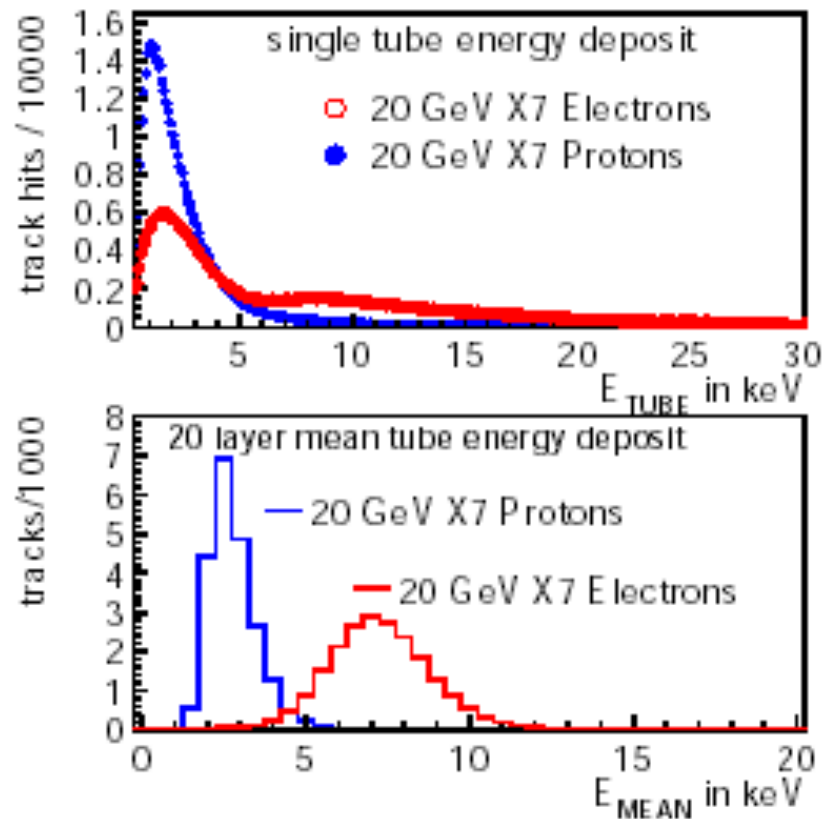
$$\frac{\text{Accepted electrons}}{\text{Total number of electrons}}$$



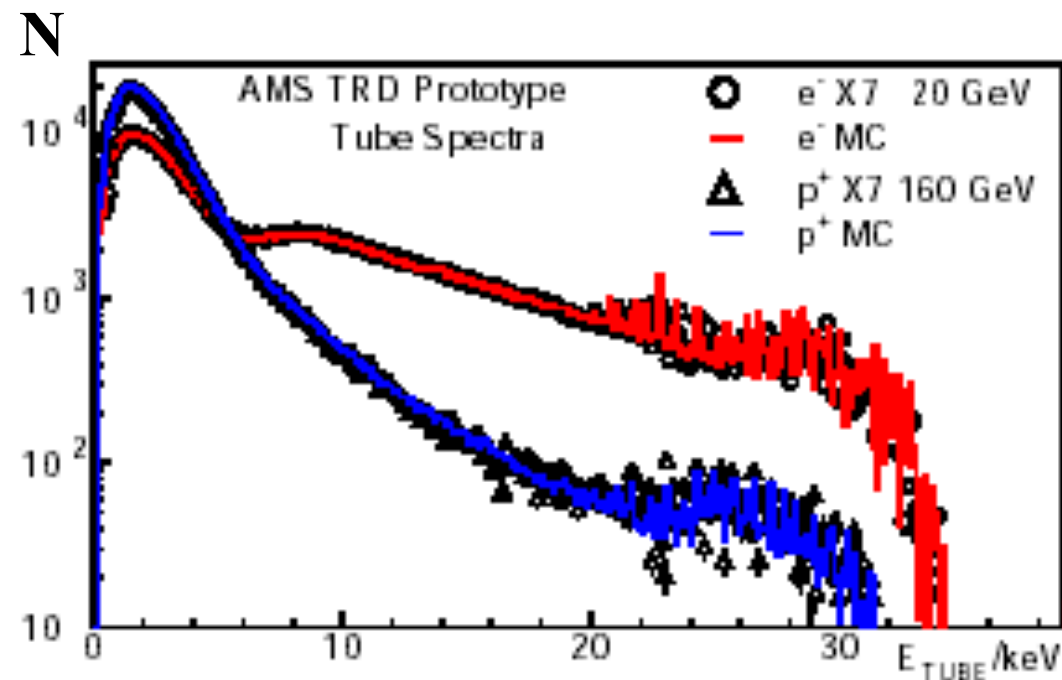
Measurement of proton rejection:

- Cluster counting Hit: $E_{\text{hits}} > 5-10 \text{ KeV}$, $N_{\text{hits}} > 6 \longrightarrow$ electron
 - Likelihood method energy deposit distribution normalized and for each hit $\longrightarrow P_{e,p}^i(E_i)$ prob. density function
- Combined probability $W_{e,p} = \prod_{i=1}^N P_{e,p}^i(E_i)$.

TRD beam test



TRD Beamtest Proton Rejection for 90% Electron efficiency



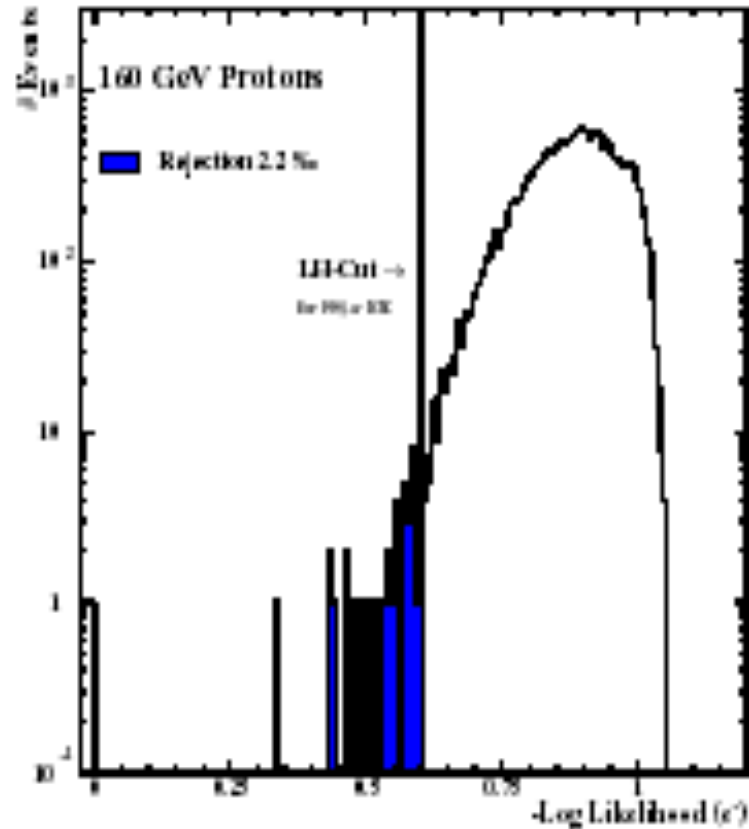
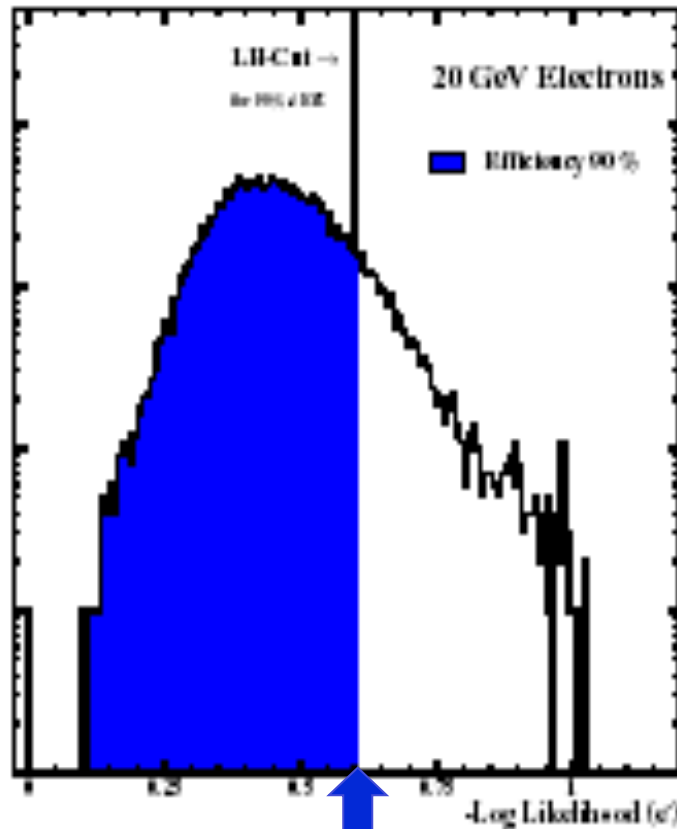
Single track preselection
with MC 90% efficiency
p⁺/e⁻ likelihood separation
with

$$\mathcal{L} = W_e / (W_e + W_p)$$

W_e, W_p
from single tube spectra

Likelihood cut

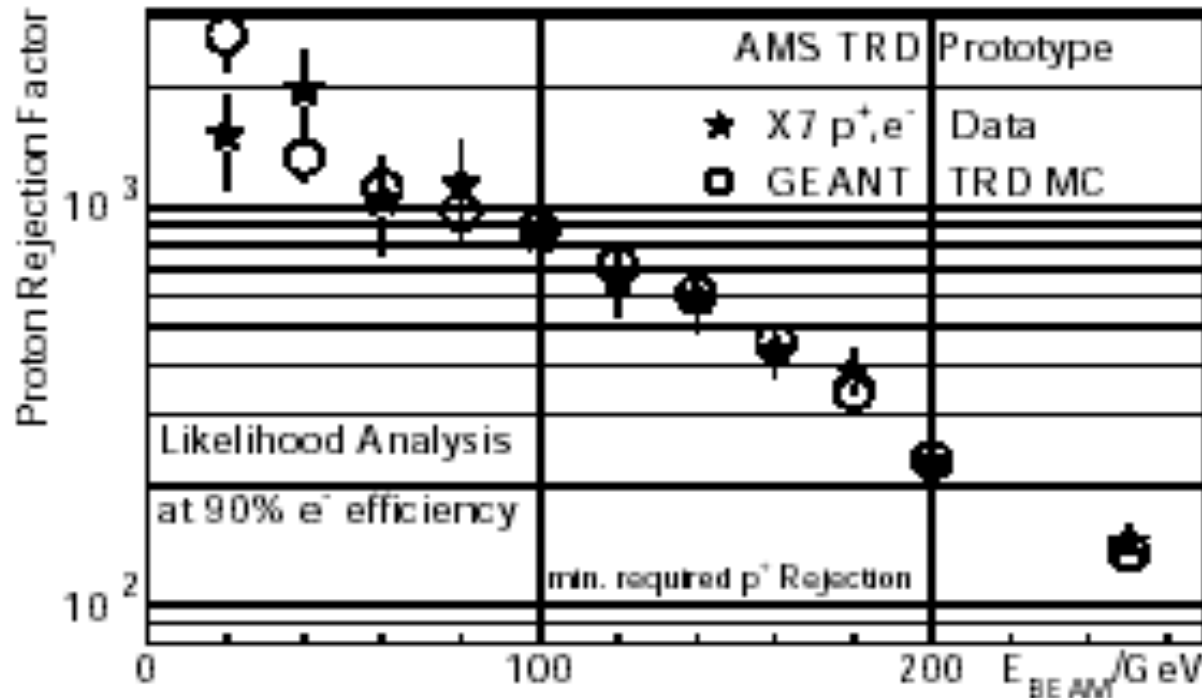
LH_{cut} Definition



Events with $\mathcal{L} = W_e / (W_e + W_p) < 0.6$ are light particles

TRD Testbeam

20 layer
prototype
tested with
 e^- , μ^- , π^+ , p^+



Proton rejection $>10^2$

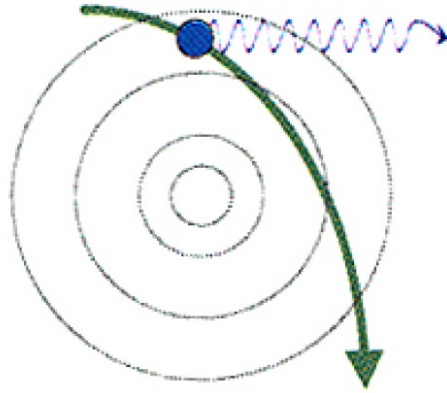
reached up to 250GeV with 90% electron efficiency

Processi radiativi

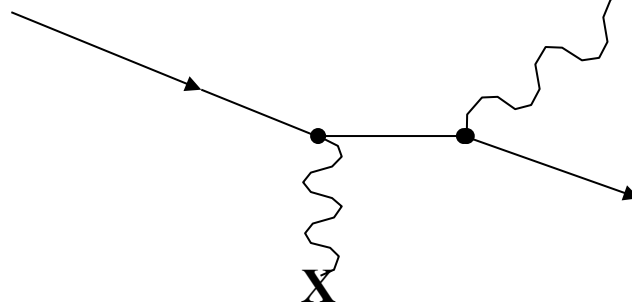
- Bremsstrahlung
- Interazioni fotoni-materia

Bremsstrahlung

La bremsstrahlung o radiazione di frenamento e' la radiazione associata con l'accelerazione di una particella carica in un campo elettrico.



La descrizione corretta e' quella quantistica poiche' possono essere emessi fotoni con energie paragonabili a quella della particella che emette, ma come nel caso della ionizzazione in molti casi si puo' usare un approccio classico o semi-classico (relativistico).



Particelle cariche emettono radiazione di brems quando attraversano un mezzo → processo di perdita di energia di cui va tenuto conto

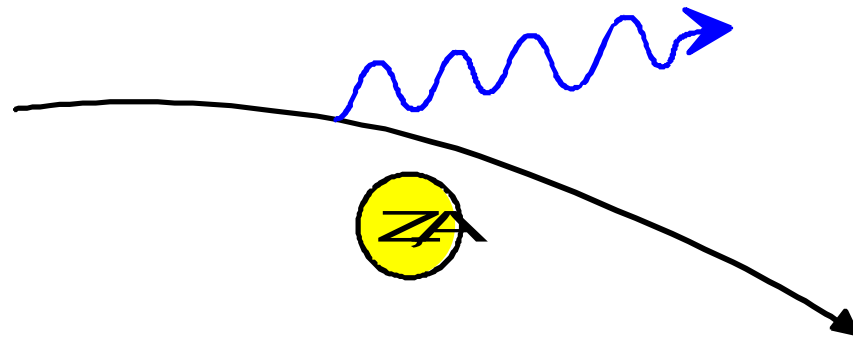
Bremsstrahlung

La particella incidente di alta energia viene accelerata dalla collisione col nucleo ed emette energia e.m.

Classicamente, la perdita di energia per collisioni col nucleo, come funzione del tempo è:

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \right) a^2$$

dove a è l'accelerazione.

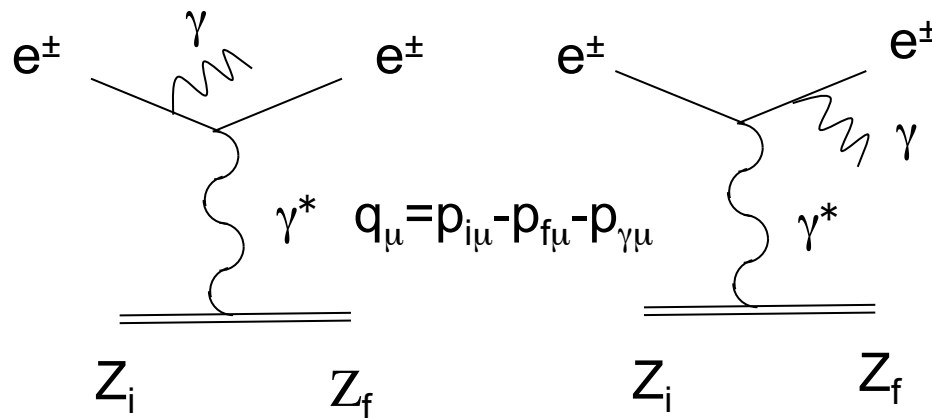


Brems e scattering multiplo

- Bisogna notare che il processo che da luogo alla brems e' l'urto delle particelle con i nuclei del mezzo attraversato.
- E' lo stesso processo responsabile dello scattering multiplo: la deviazione delle particelle incidenti
- Una particella che attraversa un mezzo perde energia ANCHE per emissione radiativa, mentre viene deviata e urta gli elettroni atomici. Se $\beta > 1/n$ emette anche luce cerenkov

Bremsstrahlung su nuclei

I diagrammi di Feynman all'ordine più basso che descrivono la Bremss sono:



1. Dobbiamo scambiare un fotone virtuale con il nucleo per conservare il quadrimpulso.
2. L'interazione non dipende dal segno della carica della particella incidente $\rightarrow$ stessa sezione d'urto per particelle con la stessa $|Q|$, per es. $e^\pm$.

Relazione fra q e b

I fotoni hanno massa perche' sono virtuali. Il loro range e' dell'ordine di $b \sim h/q$

→ il momento minimo trasferito corrisponde a $b_{\max}$ classico: $b_{\max} \sim h/q_{\min}$

→ il momento max trasferito corrisponde ad un urto centrale classico: $b_{\min} \sim h/q_{\max}$

L'impulso minimo trasferito e' $q_{\min} = \hbar\omega m^2 c^3 / 2E_i E_f$

corrisponde al caso in cui l'e- nello stato finale e il fotone emesso viaggiano nella stessa direzione iniziale dell'e-

Brems: sez d'urto su Ze

La sezione d'urto differenziale esatta a livello di Born di un e- di alta energia che colpisce un nucleo di carica Ze e'

$$d\sigma = 4Z^2\alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{1}{E_i^2} [(E_i^2 + E_f^2 - \frac{2}{3}E_i E_f) (\ln \frac{2E_i E_f}{mc^2 \hbar \omega} - 1/2)]$$

= probabilita' di emettere un fotone di frequenza tra ω e $\omega+d\omega$ da parte di un e- di energia iniziale E_i e finale $E_f = E_i - \hbar\omega > 0$

Nel caso in cui la particella incidente ha $q = Z_1 e$ e massa M , nella sez d'urto compare un termine $Z_1^4 / (M/m_e)^2$

Sezione d'urto $\sim 1/M^2 \rightarrow$ importante solo per particelle leggere, cioe' $e^\pm$, ma anche μ a LHC

In approssimazione di Born, e' valida ad alte energie $E_i \gg mc^2$, dove l'effetto del campo di Coulomb del centro di scattering sull'e- entrante e uscente e' trascurabile, ie il nucleo "serve" solo a conservare il 4-momento durante il processo

Nel limite di basse frequenza dei fotoni emessi, $\hbar\omega \ll E_i \rightarrow E_i \approx E_f$

$$d\sigma \approx (16/3)Z^2\alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot (\ln \frac{2E_i^2}{mc^2 \hbar \omega} - 1/2) = (16/3)Z^2\alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot (\ln \frac{2mc^2 \gamma^2}{\hbar \omega} - 1/2)$$

Coincide con quella classica (a parte il fattore 1/2)

Bremsstrahlung su atomi

L'atomo, come centro di scattering, può essere considerato come centro di un potenziale la cui forma è

$$V = Ze/r - e\sum_j |\vec{r} - \vec{r}_j|^{-1}$$

Con $\vec{r}$ posizione dell'elettrone diffuso ed $\vec{r}_j$ posizione dell' j -esimo elettrone atomico

La presenza degli e^- atomici fa sì che sia necessario includere nel processo anche le transizioni atomiche e la ionizzazione durante lo scattering

La presenza degli e^- atomici è fattorizzata da fattori di forma (atomici) nella sezione d'urto differenziale che tengono conto dell'effetto di schermo degli e^- sulla carica nucleare Ze

Brems: sez d'urto differenziale

La sezione d'urto brems di un e- che colpisce un atomo che si ottiene e'

$$d\sigma = \Phi(\omega)d\omega = \alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{1}{E_i^2} [(E_i^2 + E_f^2)\phi_1 - \frac{2}{3}E_i E_f \phi_2] d\omega$$

Le ϕ_i sono i fattori di forma atomici, che fattorizzano la struttura dell'atomo (Ze + nuvola di e-), e dipendono da E_i , E_f e $\hbar\omega$ e non hanno in generale una forma semplice, se non nel caso di atomo completamente ionizzato o completamente schermato .

Nel caso di sistema di scattering di carica Ze, senza elettroni (atomo ionizzato), i fattori di forma si riducono a $\phi_1 = \phi_2 = Z^2 \phi_u$

con $\phi_u = 4 \ln\left(\frac{2E_i E_f}{mc^2 \hbar\omega} - 1/2\right)$ cioè dσ si riduce a

$$d\sigma = 4Z^2 \alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{1}{E_i^2} [(E_i^2 + E_f^2) - \frac{2}{3}E_i E_f] \left(\ln \frac{2E_i E_f}{mc^2 \hbar\omega} - 1/2\right)$$

I fattori di forma dipendono dal 4-impulso trasferito al nucleo durante lo scattering $\mathbf{q} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_k - \hbar \mathbf{k}$

Brems: fattori di forma

$$d\sigma = \Phi(\omega)d\omega = \alpha r_e^2 \cdot \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{1}{E_i^2} [(E_i^2 + E_f^2)\phi_1 - \frac{2}{3}E_i E_f \phi_2]$$

$$\phi_u = 4 \ln\left(\frac{2E_i E_f}{mc^2 \hbar \omega} - 1/2\right)$$

L'effetto di schermo degli e- atomici e' parametrizzato da $\Delta = r_a/b_{\max} = r_a q_{\min}/\hbar$

La figura mostra le ϕ in funzione del parametro di screening Δ
per l'atomo di idrogeno

$$q_{\min} = \hbar \omega m^2 c^3 / 2E_i E_f$$

$$\Delta = \frac{100mc^2}{Z_2^{1/3}} \frac{\hbar \omega}{E_i E_f} = \frac{100mc^2}{Z_2^{1/3}} \frac{\hbar \omega / E_i}{E_i \left(1 - \hbar \omega / E_i\right)}$$

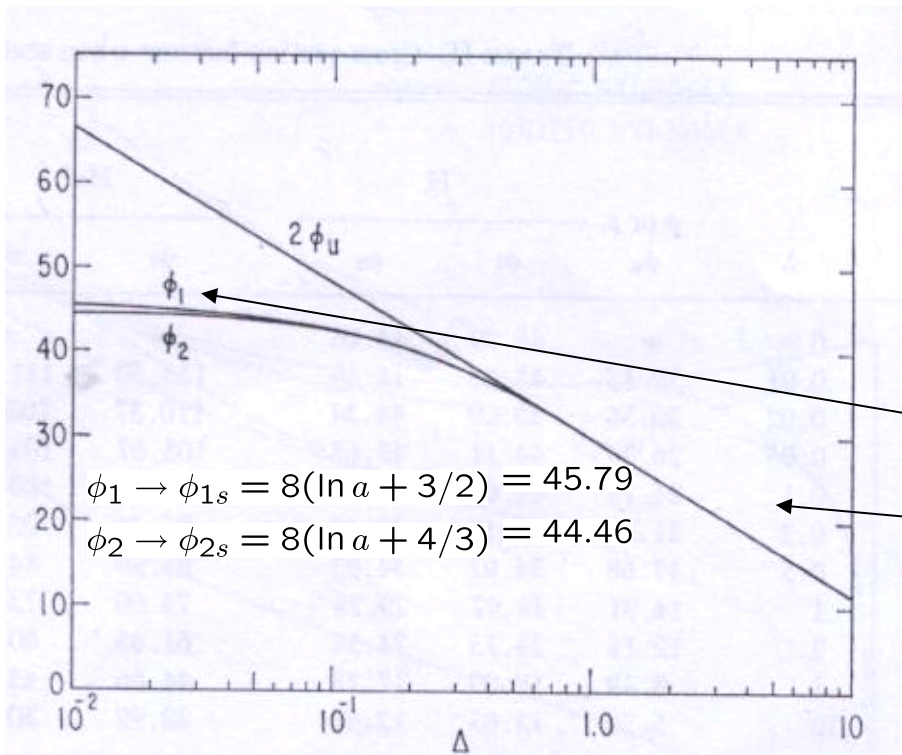


FIG. 9. The functions ϕ_1 and ϕ_2 for atomic hydrogen, as well as the unshielded function $2\phi_u$.

Data una frequenza ω , si vede la transizione da screening completo, $\Delta \ll 1$ (i.e. e- con $E_i \rightarrow \infty$), a screening debole $\Delta \gg 1$ (i.e. e- con $E_i \rightarrow 0$, in pratica bassa energia ma ancora relativistico). $2\phi_u$ e' la sez d'urto di un e- su un nucleo di H non schermato + la sez d'urto su un e- (libero) non schermato

$d\sigma$ e' ridotta a bassi Δ a causa dello screening della carica nucleare

Perdita di energia di $e^\pm$

$$\Delta = \frac{100mc^2}{Z_2^{1/3}} \frac{\hbar\omega}{E_i E_f} = \frac{100mc^2}{Z_2^{1/3}} \frac{\hbar\omega/E_i}{E_i \left(1 - \hbar\omega/E_i\right)}$$

E_i ed E_f sono l'energia iniziale e finale dell'elettrone. Δ è ottenuto dividendo il raggio dell'atomo $r_a = \hbar/(\alpha mc Z^{1/3})$ per il massimo valore permesso della distanza efficace $\hbar/q$. (essendo q il momento trasferito dall'elettrone al nucleo)

Si ha schermatura completa per $\Delta \approx 0$, condizione quasi sempre verificata tranne che per $\hbar\omega/E \sim 1$, cioè quando l'elettrone trasferisce tutta la sua energia al fotone irraggiato.