

# *Particle Detectors*

## *Lecture 13*

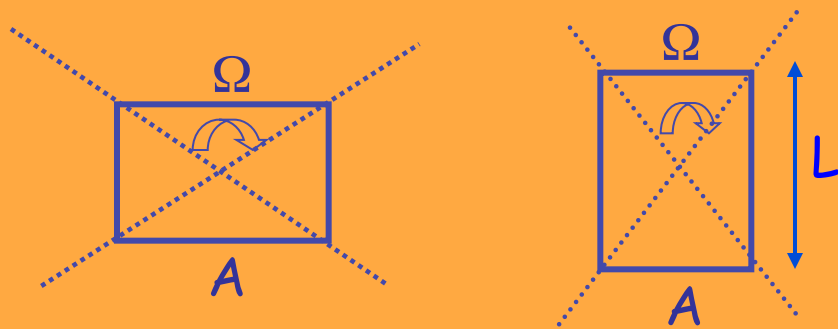
*02/05/18*

**a.a. 2017-2018**

**Emanuele Fiandrini**

# Acceptance

• Exposure factor:  $\text{Area} \cdot \Omega \cdot T$   
 Counts:  $\text{Flux} \cdot \text{Area} \cdot \Omega \cdot T$

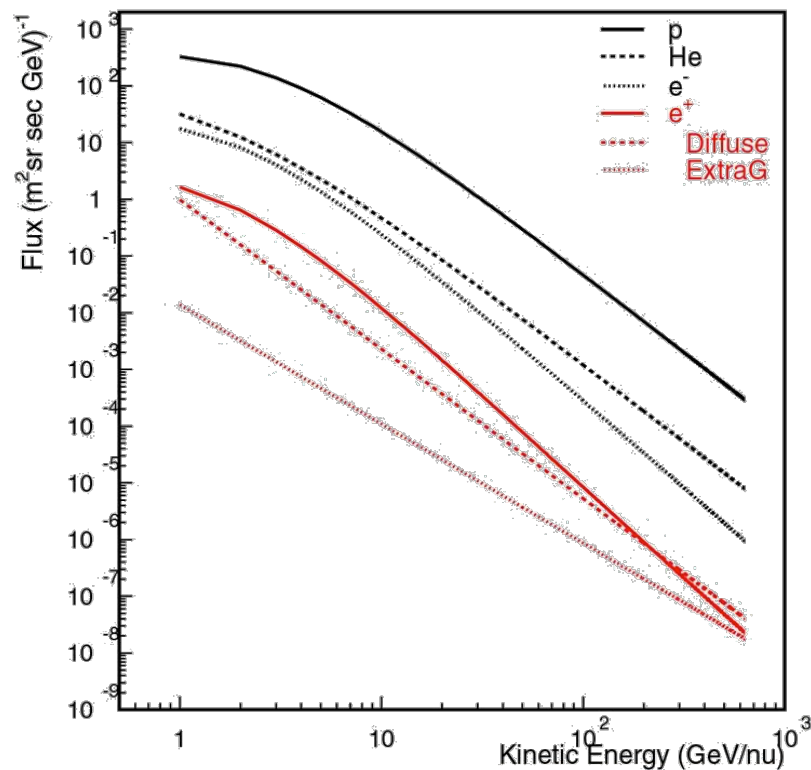


Time needed for 10% stat error (sec)

$\text{Area} \cdot \Omega = 1 \text{ m}^2 \text{sr}$

	10GeV	100 GeV	200GeV
p	4	200	700
e <sup>-</sup>	500	$10^5$	$5 \cdot 10^5$
p/e <sup>+</sup> → factor	$10^4 - 10^5$		

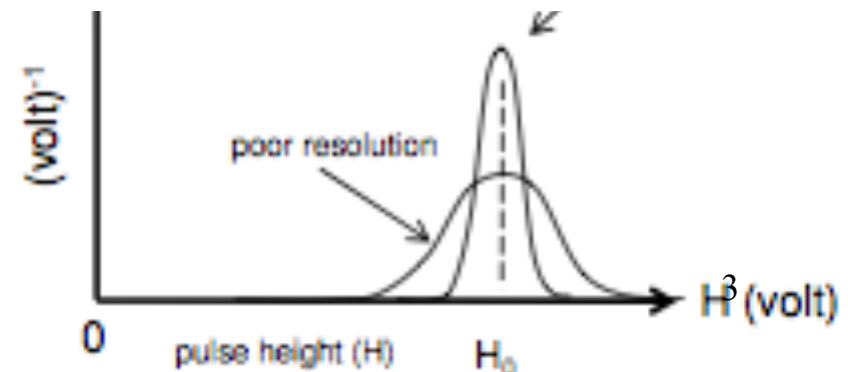
Selection Efficiency assumed 1



# Caratteristiche degli apparati

- There are number of Sources of fluctuations:
  - a) Drift of detector operating characteristics ( HV, gain ..)
  - b) random noise in detector & electronics
  - c) statistical noise intrinsic to nature of signal  
(discrete number of charge carriers, fluctuations in energy deposition in detector)
- C) represents an irreducible minimum amount of fluctuation that will always be present in the detector signal no matter how perfect the remainder of the system is made. In a wide category of detector applications, the statistical noise represents the dominant source of fluctuation in the signal and thus sets an important limit on detector performance.

Ne parleremo piu' avanti



# *Caratteristiche degli apparati*

- Estimation for fluctuation, can be given by assuming a Poisson's distribution of events  $N$ .
- Standard deviation is  $\sqrt{N}$
- $N$  is usually large, Then the response function is a Gaussian shape

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\left(-\frac{(H-H_0)^2}{2\sigma^2}\right)}$$

- $FWHM = 2.35\sigma$

# Caratteristiche degli apparati

The response of many detectors is ideally linear  $\rightarrow$   $N$  = nbr. of charges

$$K = e/C$$

- Average pulse  $H_0 = KN$  where  $K$  = constant

standard deviation  $\sigma = K\sqrt{N}$  and

$$FWHM = 2.35K\sqrt{N} \quad \text{assuming poisson stat}$$

$$\text{Energy resolution } R_{\text{Poisson Limit}} = \frac{FWHM}{H_0}$$

$$R = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}$$

Remember that in a read-out RC circuit with  $RC \gg t_c$

$$H_0 = V = Q/C = Ne/C (= e\Delta E/wC)$$

where  $e$  is the electron charge,  $C$  is the readout capacitance,  $w$  is the effective ionization potential and  $\Delta E$  is the deposited energy

Note that this limiting value of  $R$  depends only on the number of charge carriers  $N$ , and the resolution improves ( $R$  will decrease) as  $N$  is increased.

From Eq. 3-5 we see that in order to achieve an energy resolution better than 1 percent, one must have  $N$  greater than 55,000. An ideal detector would have as many charge carriers generated per event as possible, so that this limiting resolution be as small a percentage as possible. The great popularity of semiconductor, diode detectors stems from the fact that a very large number of charge carriers are generated in these devices per unit energy lost by the incident radiation.

# Fano Factor

---

- surprisingly, when you look at the energy resolution of radiation detectors, like gas ionization detectors, you find that the resolution is **better than sqrt(N)?!**
- this was studied by Fano and the explanation goes like this...
- the **energy deposited by the particle** equals **# of ionizations** times the **average energy required to ionize** plus **# of excitations** times the **average energy per excitation**  
$$E = N_{ion} \bar{I} + N_{exc} \bar{E}_{exc} = N_{ion} w$$
  - simplified as  $E = N_{ion} w$ ,  $w$  is the average energy loss per electron-ion pair produced
    - remember:  $w$  is around 30 eV per e-i pair in a gas (e.g. we calculated for 300 keV that's about 10,000 electron-ion pairs)  $\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{N}}$  or 1%
- the energy deposited is a fixed quantity though; it's the total energy in the gamma ray photopeak, for example
- thus, the uncertainty  $\Delta N_{ion}$  is correlated with  $\Delta N_{exc}$



$$E = N_{ion} \bar{I} + N_{exc} \bar{E}_{exc} = N_{ion} w$$

## Fano Factor cont'd

---

- Poisson statistics applies for independent variables but these are constrained in that their weighted sum must equal the total energy deposited

- e.g. so you might happen to have a few more ionization events; that means you must have a few less excitation events, and vice versa

- make up some more numbers:
  - 2 excitations for every ionization

$$\Delta N_{ion} \bar{I} = -\Delta N_{exc} \bar{E}_{exc}$$

$$\bar{I} = 20 \text{ eV}$$

$$\bar{E}_{exc} = 5 \text{ eV} \quad w=30\text{eV}$$

- 300 keV deposited is 10,000 ionizations and 20,000 excitations
- consider it as 1 independent variable and 1 correlated one

$$|\Delta N_{ion}| = \frac{\sqrt{N_{exc} \bar{E}_{exc}}}{\bar{I}} = \frac{5\sqrt{20000}}{20} \doteq 35.4$$

- smaller than  $\sqrt{10,000} = 100$ !

Fano factor definition:

$$F \equiv \frac{\sigma_{actual}^2}{\sigma_{Poisson}^2}; \quad F \leq 1$$

$$\sigma_{actual} = \sqrt{FN}$$

# *Caratteristiche degli apparati*

- The departure of the observed statistical fluctuations in the number of charge carriers from pure Poisson's statistics is defined by Fano factor,  $F$

$$F = \frac{\text{observed variance in } N}{\text{Poisson predicted variance}}$$

- Because variance is  $\sigma^2$ , the equivalent equation

$$R_{\text{limit}} = \frac{2.35 K \sqrt{N} \sqrt{F}}{KN} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}}$$

- $F < 1$  for semiconductor detectors and proportional counters,  $F \approx 1$  for scintillators



# Caratteristiche degli apparati

Distribuzione Poissoniana del numero di coppie  $e^-$ –ione prodotte dalla particella incidente → la risoluzione migliora crescendo l'energia depositata.

Se  $w$  è l'energia media richiesta per ogni ionizzazione (= per tutte) → crescendo l'energia depositata  $E$ , cresce il numero di ionizzazioni  $J=E/w$  → minori fluttuazioni.

- i. Assorbitori sottili:  $\sigma^2=J$  (Poisson).  $J$  è il numero medio di eventi prodotti. →  $R(\text{fwhm})=2.355( J^{1/2}/J) = 2.355(w/E)^{1/2}$
- ii. Assorbitori spessi: migliore risoluzione se assorbo tutta l'energia.  $R(\text{fwhm})=2.355(Fw/E)^{1/2}$ . Migliore risoluzione se  $F$  è  $< 1$

$F=0.06$  nei semiconduttori;  $F = 0.17$  nei gas nobili ed  $F = 1$  negli scintillatori.

# *Caratteristiche degli apparati*

1. Dobbiamo distinguere fra le fluttuazioni occasionali alla Landau (molto grandi) della perdita di energia che avviene in assorbitori sottili e le fluttuazioni del numero delle coppie ione elettrone prodotte per una perdita di energia fissa.  
(quest'ultimo caso è vero per tutte le particelle che depositano tutta l'energia nell'apparato).
2. Il fattore di Fano è una funzione di tutti i processi fondamentali che possono portare ad un trasferimento di energia al materiale. Questo include anche tutti i processi che non generano una ionizzazione come ad esempio eccitazione di fononi etc. → è quindi una costante intrinseca del mezzo.  
Teoricamente è molto difficile da calcolare accuratamente in quanto richiede la conoscenza di tutte le reazioni che possono avvenire nel mezzo considerato.

# *Caratteristiche degli apparati*

Ulteriori sorgenti di fluttuazione:

- rumore associato all'elettronica
- deriva delle caratteristiche del sistema

Ipotesi : fluttuazioni indipendenti

$$\longrightarrow (\Delta E_{1/2}^{\text{tot.}})^2 = (\Delta E_{1/2}^{\text{stat.}})^2 + (\Delta E_{1/2}^{\text{elet.}})^2 + (\Delta E_{1/2}^{\text{der.}})^2 + \dots$$

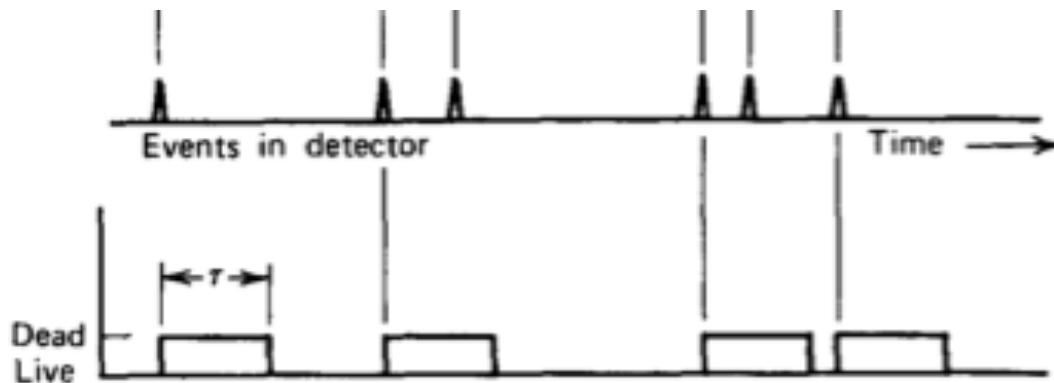
Esempio: fotoni da 1 MeV

{	Nal : R ~ 8 %
	GeLi : R ~ 0.1 %

# ***Caratteristiche degli apparati***

In nearly all detector systems, there will be a minimum amount of time that must separate two events in order that they can be recorded as two separate pulses. In some cases the limiting time may be set by processes in the detector itself, and in other cases the limit may arise in the associated electronics.

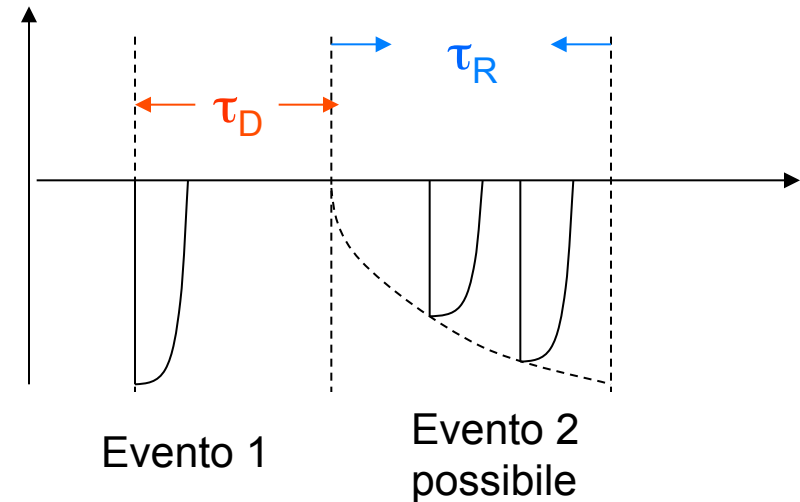
**This minimum time separation is usually called the *dead time* of the counting system.**



During the dead time, the passage of another particle is not recorded

# ***Caratteristiche degli apparati***

The dead time, in which no further particles can be detected, is followed by a phase where particles can again be measured; however, the detector may not respond to the particle with full sensitivity. After a further time, the recovery time  $\tau_R$ , the detector can again supply a signal of normal amplitude.



# ***Caratteristiche degli apparati***

- In a random sample, two events may occur very close in time, and some true events may be lost due to the dead time
- There are two methods to determine the true number of events
  1. paralyzable detector method
  2. nonparalyzable detector method
- Dead time  $\tau$  is set after each true event that occurred during the “live period”
  - Paralyzable detector method:

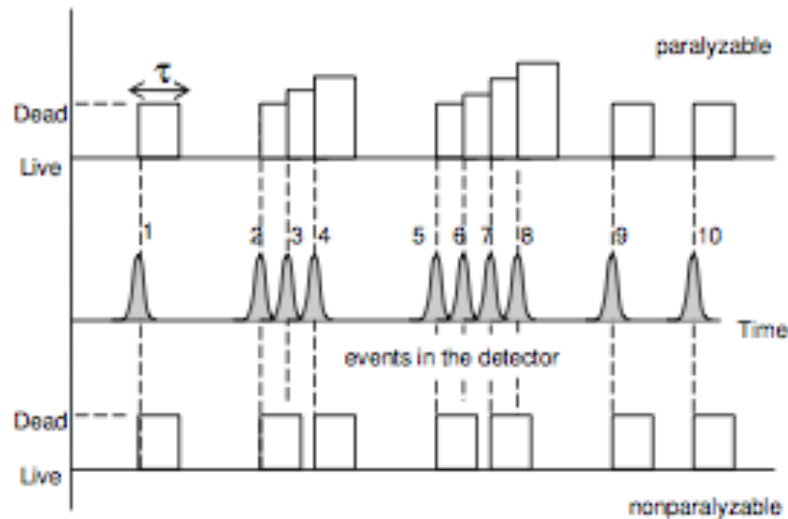
Any event occurred during dead period not recorded as counts, but it extends the dead period  $t$  following the lost event.
  - Non paralyzable detector method:

it just ignore the other event occurred during dead period  $t$

Following example shows the difference between paralyzable and nonparalyzable events



The middle line represents 10 events along the time axis as they come.  
Assume events 3,4 and 6,7,8 come very close in time (i.e. within the dead time of previous event)



Five events in  
paralyzable method

Seven events in  
nonparalyzable method

Events 1,9 and 10 are recorded by both detectors.

After event 2 is registered, event 3 and 4 restart the dead period for paralyzable detector which misses both event 3 and 4.

In non paralyzable method, after event 2 is registered, it recovers to register event 4. ( event 3 is lost since it is within dead time of event 2 and event 4 is outside the dead time of 2)

After event 5 is recorded, paralyzable detector extends the dead period from events 6,7, and 8. As a result, all events 6,7,8 are lost.

In non-paralyzable detector, after event 5 is recorded, it recovers to record the event 7. Only event 6 and 8 are lost as they are within dead time of event 5 and 7 respectively.

# Non paralizzabile

• Let us obtain an expression for true interaction rate. Dead time is a fixed value for each event in this method.

assume  $R$  = rate of true interactions

$R_{\text{meas}}$  = rate of measured events

$\tau$  = dead time for one event

If  $m$  is the measured nbr of events during the time  $T$ , the measured rate is  $R_{\text{meas}}$  and the dead time cumulated is  $t_d = m\tau$ .

If  $n$  is the true nbr of incident particles and  $R$  is the true rate, we have lost  $Rt_d = Rm\tau$  events in the  $T$  interval, then

$$n = m + m\tau R \rightarrow \text{divide by } T$$

$$\rightarrow R = R_{\text{meas}} + R R_{\text{meas}} \tau \rightarrow R = R_{\text{meas}} / (1 - R_{\text{meas}} \tau)$$

O anche

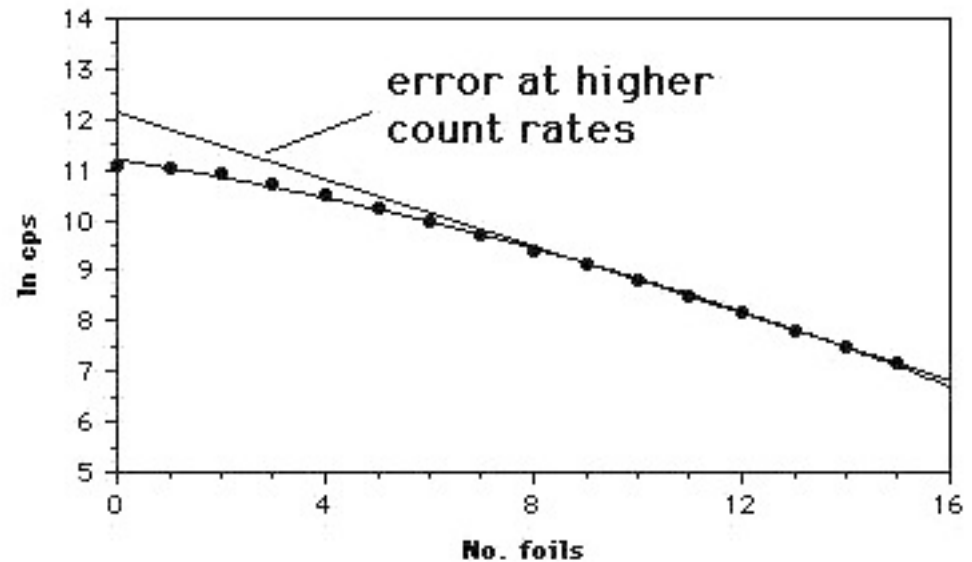
$$\rightarrow R_{\text{meas}} = R / (1 + R\tau)$$

$$\text{Se } R\tau \ll 1 \rightarrow R_{\text{meas}} = R$$

$$\text{Se } R\tau \gg 1 \rightarrow R_{\text{meas}} = 1/\tau$$

Esempio: un flusso di fotoni incide su una pila di fogli di spessore dato

L'attenuazione attesa e' un esponenziale in funzione del numero di fogli attraversati, con una lunghezza di attenuazione  $\mu = N_A/A\sigma$



$$I/I_0 = \exp(-\mu \cdot x)$$

$$\ln I = \ln I_0 - \mu \cdot x$$

straight line

$$R_{\text{meas}} = R / (1 + R\tau)$$

Le correzioni diventano importanti ad alti rates  $R$ , quando  $R\tau$  non e' piu'  $\ll 1$   
 Il numero dei conteggi misurato devia da quello aspettato.

# Caratteristiche degli apparati

## Esempio per la misura del tempo morto.

Il metodo classico per misurare un tempo morto è il cosiddetto metodo delle due sorgenti. Supponiamo che  $n_1$  ed  $n_2$  siano i conteggi veri delle 2 sorgenti e  $R_1$ ,  $R_2$  ed  $R_{12}$  siano i conteggi misurati per le 2 sorgenti separate ed assieme rispettivamente. Assumiamo inoltre che non ci sia fondo. Allora:

$$n_1 = \frac{R_1}{1 - R_1\tau} \quad n_2 = \frac{R_2}{1 - R_2\tau} \quad n_1 + n_2 = \frac{R_{12}}{1 - R_{12}\tau}$$

$\Rightarrow$

$$\frac{R_{12}}{1 - R_{12}\tau} = \frac{R_1}{1 - R_1\tau} + \frac{R_2}{1 - R_2\tau}$$

$\Rightarrow$

$$\tau = \frac{R_1 R_2 - \left[ R_1 R_2 (R_{12} - R_1)(R_{12} - R_2) \right]^{1/2}}{R_1 R_2 R_{12}}$$

# Caratteristiche degli apparati

- ❖ **Tempo di sensibilità  $\tau_s$** : intervallo di tempo in cui i segnali possono essere raccolti indipendentemente dalla loro correlazione con il **trigger**. È importante per tutti gli apparati pulsati.  
e.g. Se in un esperimento l'apparato è comandato da una interazione del fascio nella targhetta, si apre normalmente una finestra di tempo  $\tau_s$  durante la quale raccolgo l'evento. Se per caso durante quell'intervallo di tempo passa un raggio cosmico anche questo evento di fondo viene raccolto.
- ❖ **Tempo di lettura** : tempo richiesto per leggere l'evento.
- ❖ **Tempo di ripetizione** : strettamente connesso al tempo di lettura determina il minimo intervallo di tempo necessario perché 2 eventi successivi possano essere distinti.
- ❖ **Tempo di memoria** : massimo ritardo di tempo fra il trigger e la raccolta dell'evento in modo da avere ancora un'efficienza del 50%
- ❖ **Tempo di risoluzione** : caratterizza il minimo intervallo di tempo per distinguere 2 eventi; molto simile al tempo di ripetizione. Mentre il tempo di ripetizione si riferisce a tutto l'apparato sperimentale il **tempo di risoluzione** si riferisce ad una parte dell'apparato ( **camera calorimetro ...** )

# *Caratteristiche degli apparati*

The criterion by which to judge the quality of a detector is its resolution for the quantity to be measured (energy, time, spatial coordinates, etc.).

If a quantity with true value  $z_0$  is given (e.g. the monoenergetic  $\gamma$  radiation of energy  $E_0$ ), the measured results  $z_{\text{meas}}$  of a detector form a distribution function  $D(z)$  with  $z = z_{\text{meas}} - z_0$ ; the expectation value for this quantity is

$$\langle z \rangle = \frac{\int z D(z) dz}{\int D(z) dz}$$

This normalised function is usually referred to as the probability density function (PDF), an other name for the response function. The variance of the measured quantity is

$$\sigma_z^2 = \frac{\int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz}{\int D(z) dz}$$



# Caratteristiche degli apparati

As an example, the expectation value and the variance for a rectangular distribution will be calculated. In a multiwire proportional chamber with wire spacing  $\delta z$ , the coordinates  $\perp$  to the wires of charged particles passing through the chamber are to be determined. Only a hit on a particular wire with number  $n_W$  is recorded (assuming only one hit per event) and its discrete coordinate,  $z_{\text{meas}} = z_{\text{in}} + n_W \delta z$  is measured.

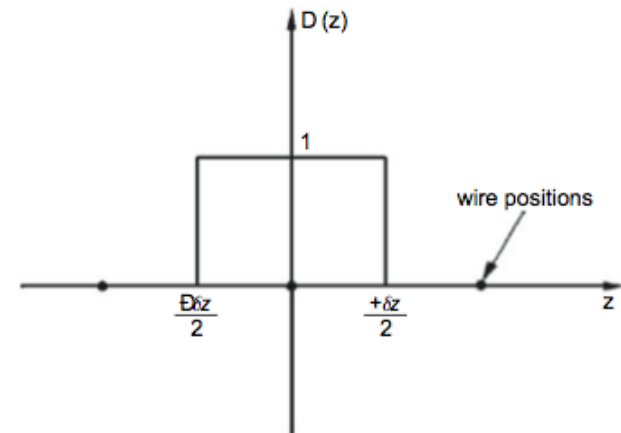
The distribution function  $D(z)$  is constant = 1 from  $-\delta z/2$  up to  $+\delta z/2$  around the wire which has fired, and outside this interval the distribution function is zero

$$\Rightarrow \langle z \rangle = 0; \sigma_z = \delta z / (12)^{1/2}$$

Infatti:

$$\langle z \rangle = \frac{\int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} z dz}{\int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} dz} = \frac{\left. \frac{z^2}{2} \right|_{-\delta z/2}^{\delta z/2}}{\left. z \right|_{-\delta z/2}^{\delta z/2}} = 0$$

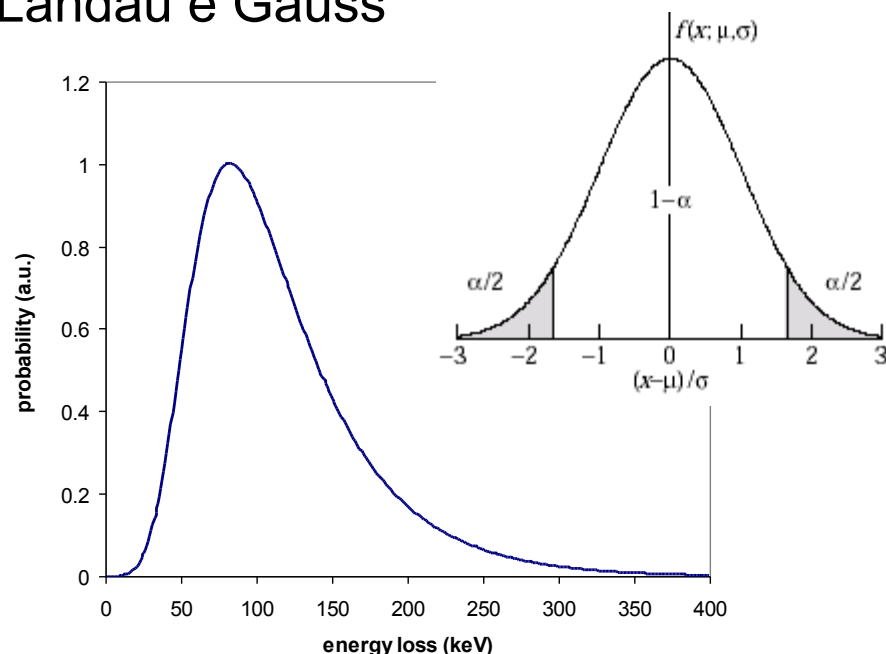
$$\sigma_z^2 = \frac{\int_{-\delta z/2}^{\delta z/2} (z-0)^2 dz}{\delta z} = \frac{\left. \frac{z^3}{3} \right|_{-\delta z/2}^{\delta z/2}}{\delta z} = \frac{\delta z^2}{12} \Rightarrow \sigma_z = \frac{\delta z}{\sqrt{12}}$$



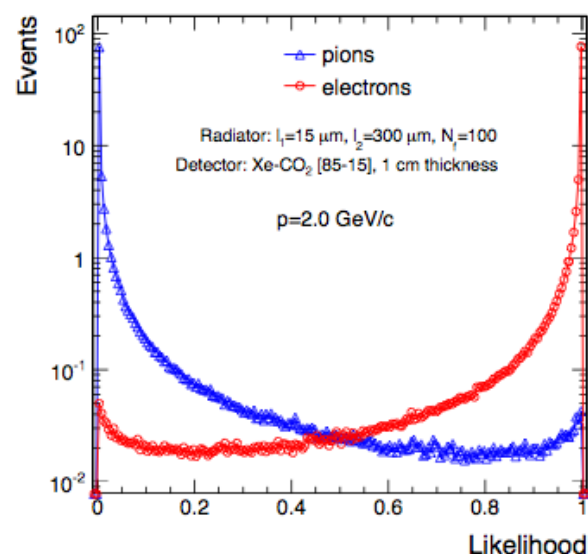
# Caratteristiche degli apparati

In generale la PDF di un rivelatore rappresenta la distribuzione di probabilit  dei possibili risultati di una misura di una data grandezza fisica.

Esempi: distribuzione dei depositi di energia in assorbitori sottili e spessi: Landau e Gauss



Likelihood per particelle leggere e pesanti in un TRD



Va determinata "sperimentalmente" e/o con tecniche di MonteCarlo.

*Questo e' un altro degli incubi del fisico sperimentale.*

# ***Caratteristiche degli apparati***

In general, efficiency and resolution of a detector are strongly correlated. Therefore one has to find an optimum for these two quantities also under consideration of possible backgrounds.

If, for example, in an experiment with an energy-loss, Cherenkov, or transition-radiation detector a pion–kaon separation is aimed at, this can in principle be achieved with a low misidentification probability.

However, for a small misidentification probability one has to cut into the distribution to get rid of the unwanted particle species. This inevitably results in a low efficiency: one cannot have both high efficiency and high two-particle resolution at the same time

# Cfr.:Radiazione di transizione- considerazioni per i rivelatori

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

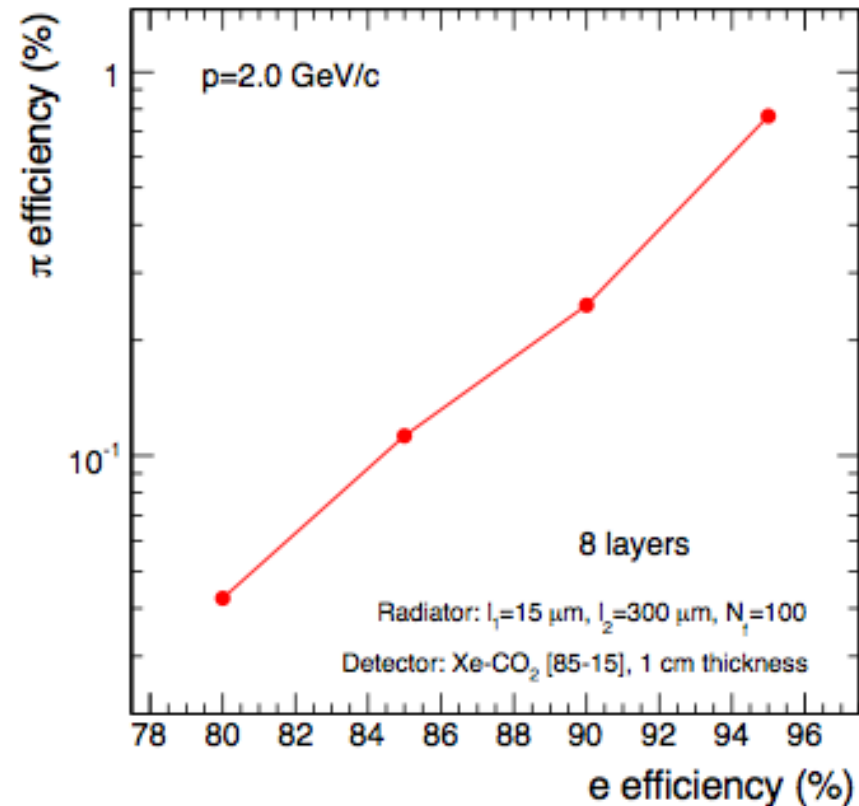


Figure 7: Pion efficiency as a function of the electron efficiency for different number of layers (right panel).



# Ionizzazione dei gas

Cominciamo a descrivere il dettaglio del meccanismo di raccolta della carica creata dal passaggio di una particella.

- Una volta generata dal deposito di energia, la carica deve "viaggiare" nel mezzo fino agli elettrodi di raccolta.
- Durante la propagazione possono avvenire vari processi che influenzano la raccolta di carica, sia in termini di efficienza di raccolta ( $Q_{\text{raccolta}}/Q_{\text{generata}}$ ) che di distribuzione spaziale e temporale del segnale → **risoluzione spaziale e temporale**.
- Tratteremo separatamente la ionizzazione in rivelatori a gas e quella in rivelatori a stato solido (ovvero silicio), con particolare attenzione alle problematiche relative alla precisione della misura di posizione, ovvero per applicazioni a misure di posizione, cioè dispositivi di tracciamento delle particelle. La trattazione formale è la stessa (cioè entrambi i tipi di rivelatori sono governati dallo stesso tipo di processi).



# Ionizzazione dei gas

- ❑ The primary modes of interaction involve ionization and excitation of gas molecules along the particle track. Although the excited molecules can at times be used to derive an appropriate signal (as in the gas scintillators discussed), the majority of gas-filled detectors are based on sensing the direct ionization created by the passage of the radiation.
- ❑ The term ***ionization* chamber** has conventionally come to be used **exclusively for the type of detector in which ion pairs are collected from gases**. The corresponding process in solids is the collection of electron-hole pairs in the semiconductor detectors. Ion chambers in principle are the simplest of all gas-filled detectors.
- ❑ **Their normal operation is based on collection of all the charges created by direct ionization within the gas through the application of an electric field.**
- ❑ Ion chambers can be operated in current or pulse mode.

# ***Ionizzazione dei gas***

As a fast charged particle passes through a gas, the interaction creates both excited molecules and ionized molecules along its path:  $x + A \rightarrow x + A^+ + e^-$ ,  $A^{++} + e^- + e^-$ , ....

- ❑ After a neutral molecule is ionized, **the resulting positive ion and free electron are called an *ion pair***, and it serves as the basic constituent of the electrical signal developed by the ion chamber. Ions can be formed either by direct interaction with the incident particle, or through a secondary process in which some of the particle energy is first transferred to an energetic electron or "delta ray", which in turn ionizes.
- ❑ The pairs, generated around the particle trajectory, form a ionisation cylinder of few tens of microns radius, which then evolves in time and space.
- ❑ Regardless of the detailed mechanisms involved, the practical quantity of interest is the total number of ion pairs created along the track of the radiation.

Ionization cylinder

Ground

Intrinsic collection time is O(tens of ns)

$t=5$  ns

Time evolution of current

300 um Silicon layer

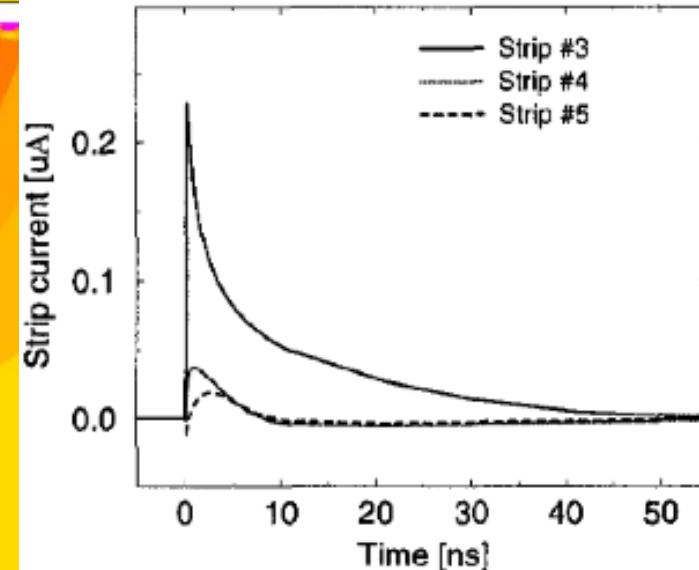
$t=0$

$V_{bias}$

Il raggio del cilindro di ionizzazione e' fissato essenzialmente dal range dei raggi  $\delta$  della ionizzazione secondaria

$t=12$  ns

$t=30$  ns



# Ionizzazione dei gas

Una particella carica (veloce) che attraversa un mezzo lascia una traccia di ionizzazione lungo la sua traiettoria (Bethe-Block):

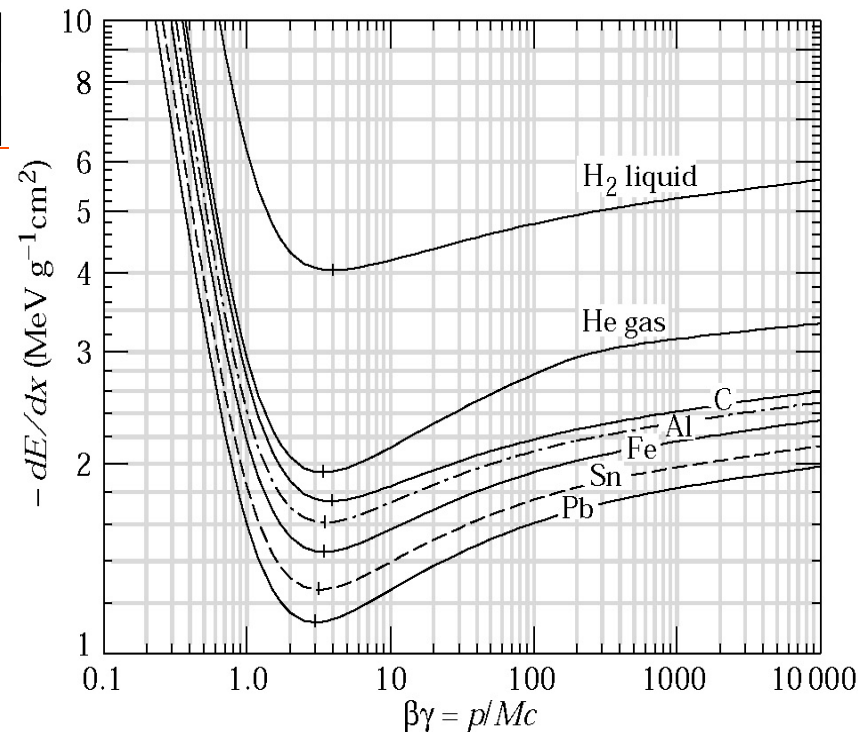
$$\frac{dE}{dx} = -KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

Se il mezzo è molto sottile ( in gr/cm<sup>2</sup> ) i raggi  $\delta$  molto energetici possono lasciare il mezzo → per alcune applicazioni si usa la perdita di **energia ristretta**.

$$\frac{dE}{dx} = -KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{cut}}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

dove  $T_{\text{cut}}$  non è più la massima energia trasferibile, ma è quella energia per cui il **range** dell'elettrone è **>** dello **spessore** del materiale.

Ricordiamo  $T_{\max} = 2mc^2 \beta^2 \gamma^2$



# Energy loss probability

- Trascurando lo spin dell'e- (ie scattering di Coulomb), la probabilita' di espellere un e- di energia fra E ed E + dE e' :

$$P(E)dE = k \frac{X}{E^2} dE \quad \text{where} \quad k = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 Z^2 \frac{1}{A \beta^2} \quad (1)$$

Si ricordi la distribuzione del # di e- espulsi con E fra E ed E+dE in una collisione  $n(E) = -\frac{dN}{dE dx} = \pi N_e \left( \frac{e^4 Z^2}{8\pi^2 \epsilon_0^2 m_e v^2} \right) \frac{1}{E^2}$

Infatti il # di interazioni e'  $dN = n dV$ .

dV e' il volume di interazione disponibile: per definizione di sezione d'urto, tutte gli atomi in  $dV = L d\sigma$  interagiscono con la particella incidente, quindi  $n L d\sigma$  e' il # di interazioni.

Poiche' osserviamo la distribuzione di energia,  $d\sigma = (d\sigma/dE)dE \equiv P(E)dE$  e quindi la (1)

La distribuzioni esatta per elettroni e'  $P(E)dE = k \frac{X}{E^2} (1 - \beta^2 \frac{E}{E_{\max}}) dE$

La distribuzioni esatta per particelle pesanti di spin ½ e'

$$P(E)dE = k \frac{X}{E^2} (1 - \beta^2 \frac{E}{E_{\max}} + \frac{1}{2} \frac{E}{E + mc^2}) dE$$

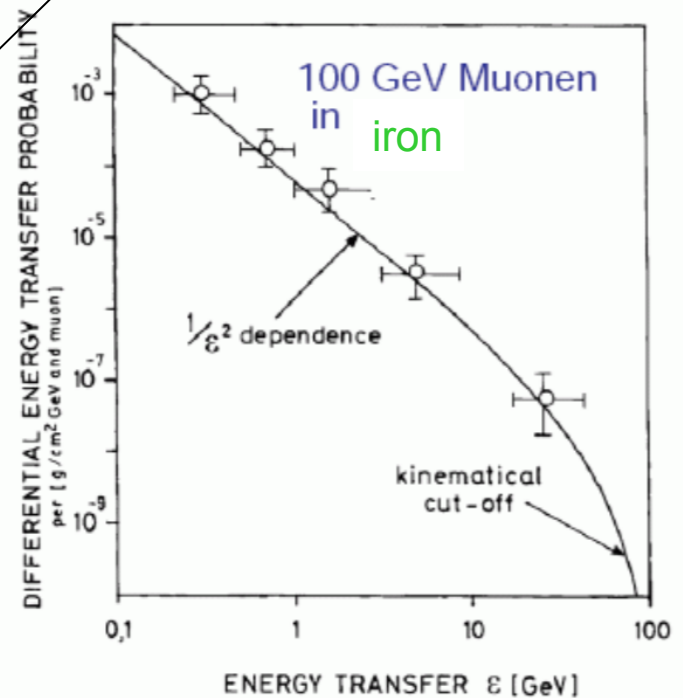
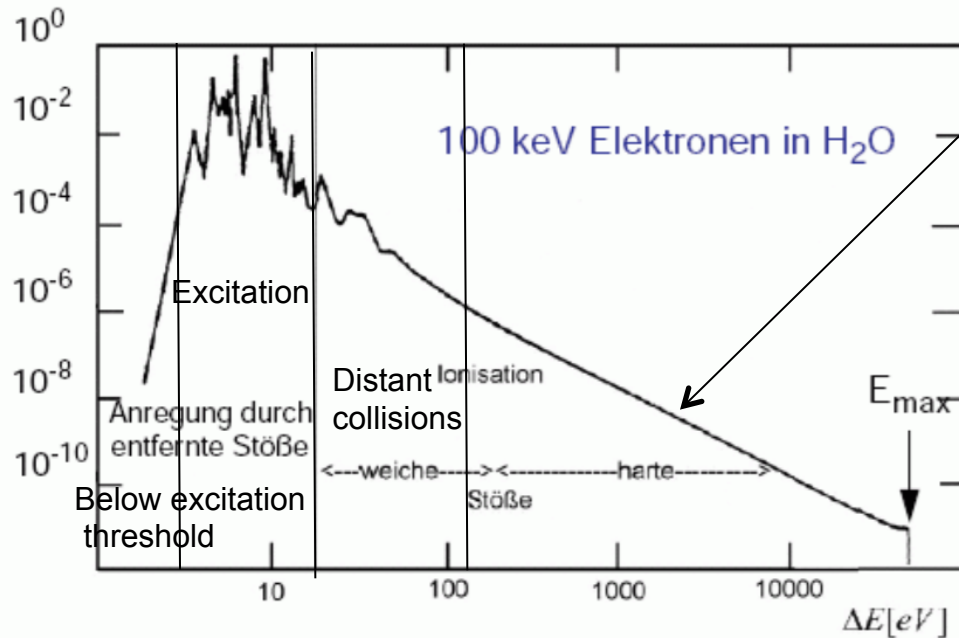
La probabilita' di emissione (cosi' come lo spettro) e' limitata dalla cinematica fra  $E_{\min} < E < E_{\max}$

# δ Electrons

Energy distribution of secondary electrons:

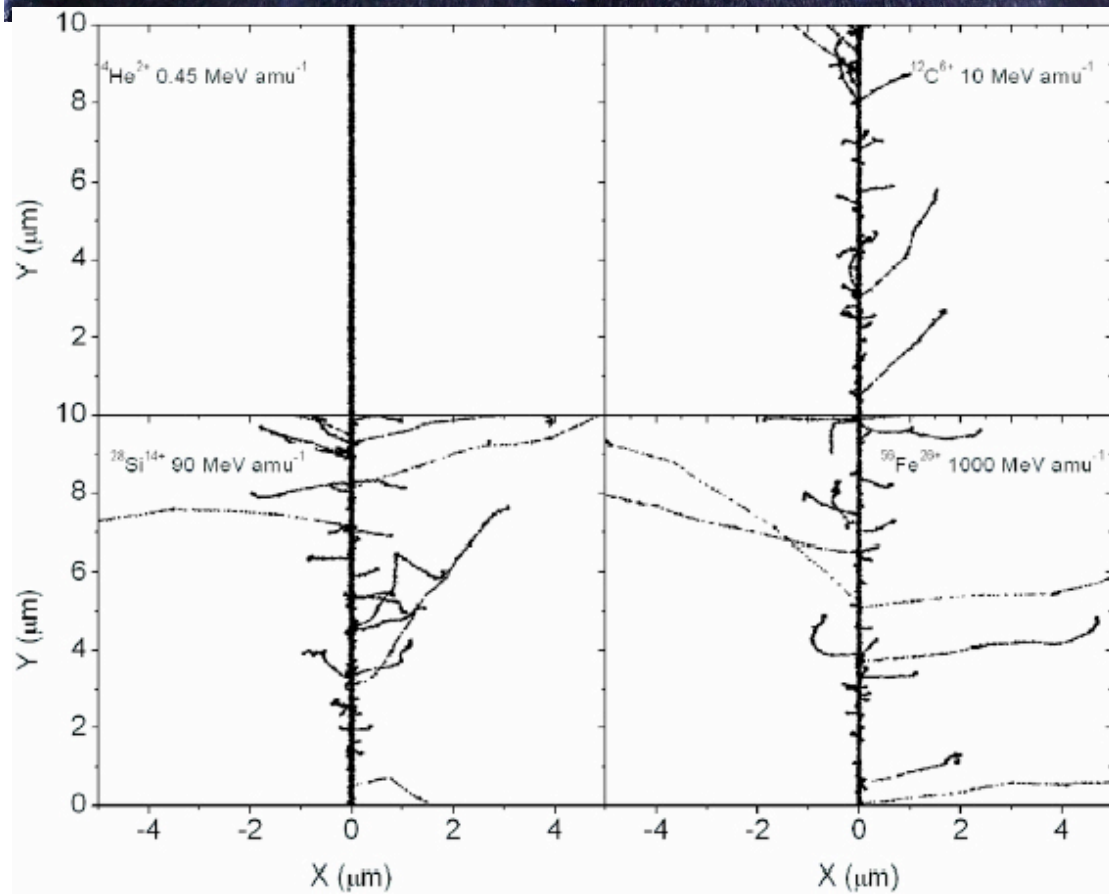
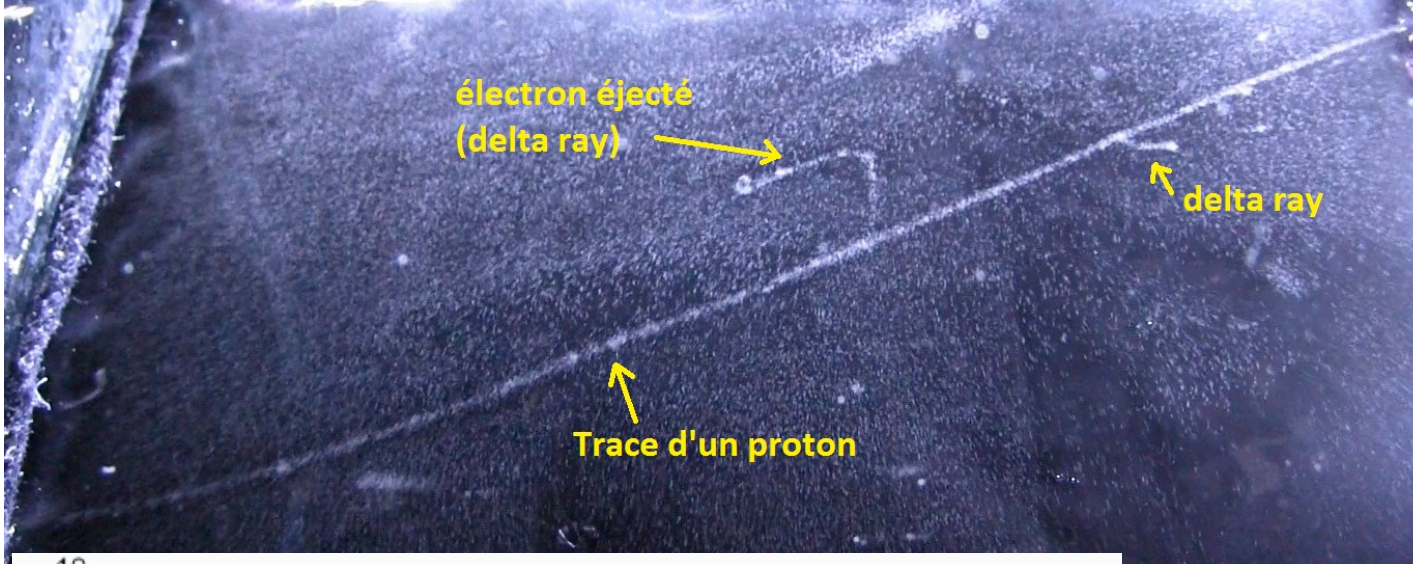
$$F(T) = 1 - \beta^2 T / T_{max} \quad (\text{Spin } 0)$$

$$\frac{dN^2}{dT dx} = \frac{1}{2} k z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2}$$



Example: 500 MeV pion in 300 μm Si: 5% produce an electron with T > 166 keV  
 important background in Cherenkov counter  
 Number of δ-electrons proportional z<sup>2</sup>/β<sup>2</sup>





Delta rays can make additional secondary ionization trails that:

- may escape the active volume, so their energy can not be collected  $\rightarrow$  potential bias to energy deposit
- confuse the main track, making difficult the pattern recognition, that is the task of assigning a energy deposit to a given track.

That's why we hate  $\delta$ -rays<sup>33</sup>

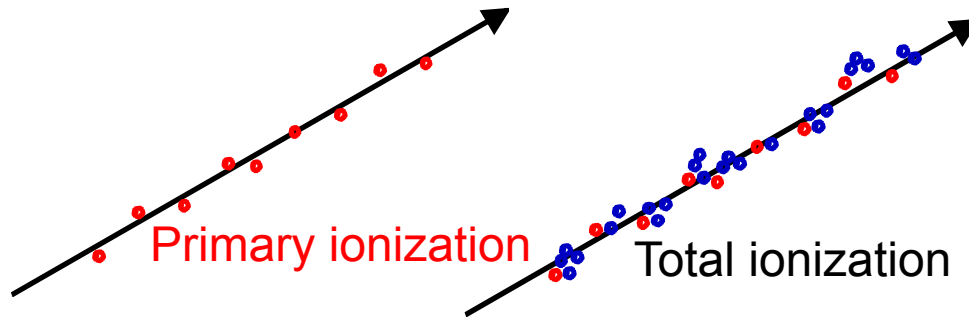
# ***Ionizzazione dei gas***

## **Meccanismi di ionizzazione**

- **Primaria** uno o più elettroni sono strappati dall'atomo dalla particella incidente. (e.g.  $\pi A \rightarrow \pi A^+ e^-$ ,  $\pi A^{++} e^- e^- \dots$ )
- **Secondaria istantanea**: gli elettroni sono strappati da atomi non colpiti dalla particella incidente. Questa ionizzazione è essenzialmente dovuta ai raggi  $\delta$  prodotti dalla ionizzazione primaria. (il potenziale di ionizzazione medio è  $\sim 10 - 20$  eV mentre la massima energia trasferibile all'atomo è  $2mc^2\beta^2\gamma^2$  con una distribuzione di energia  $\propto 1/E^2 \rightarrow$  è facile avere elettroni con energia cinetica dell'ordine dei KeV)
- **Secondaria ritardata** : gli elettroni sono emessi da stati intermedi eccitati  $A^*$ . Se il gas  $A$  contiene un altro gas  $B$  con potenziale di ionizzazione minore di quello di  $A$  posso avere  $\pi A \rightarrow \pi A^*$  e  $A^* B \rightarrow AB^+ e^-$ . (effetto Penning)



# Ionizzazione dei gas



Lohse and Witzeling, Instrumentation In High Energy Physics, World Scientific, 1992

Fast charged particles ionize atoms of gas.  
Often resulting **primary electron** will have enough kinetic energy ( $dN/dE \propto 1/E^2$ ) to ionize other atoms.

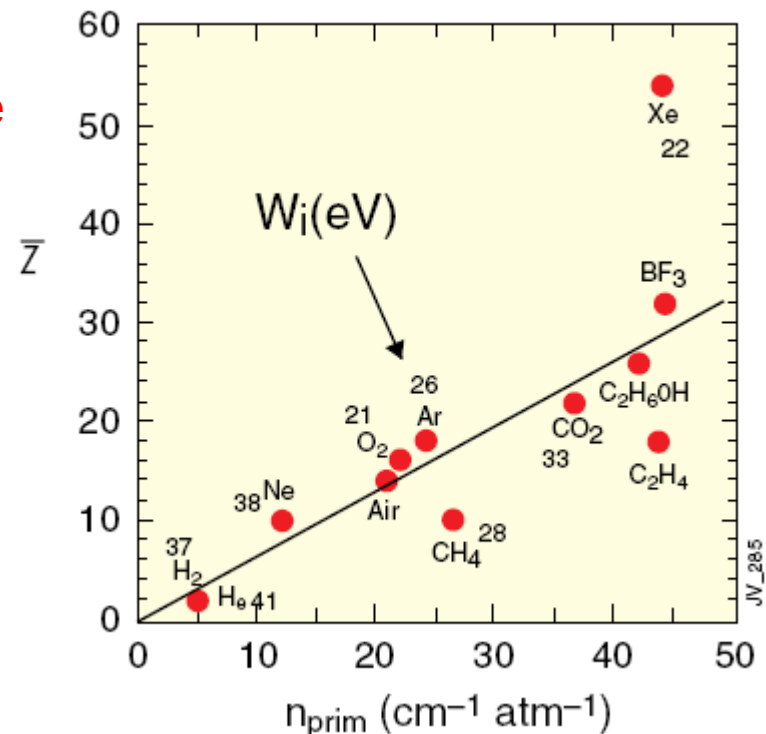
$$n_{total} = \frac{\Delta E}{W_i} = \frac{\frac{dE}{dx} \Delta x}{W_i} \quad \begin{array}{l} n_{total} - \text{number of created} \\ \text{electron-ion pairs} \\ \Delta E = \text{total energy loss} \end{array}$$

$$n_{total} \approx 3 \dots 4 \cdot n_{primary} \quad W_i = \text{effective } \langle \text{energy loss} \rangle / \text{pair}$$

**$W_i$  - NOT the ionisation potential**

$$W_i = N_i I_0 + E_{ex} N_{ex}$$

( $I_0$  = mean ion. Pot., mean  $E_{ex}$  excitation energy)



Number of primary electron/ion pairs in frequently used gases for MIP.

# Ionizzazione dei gas

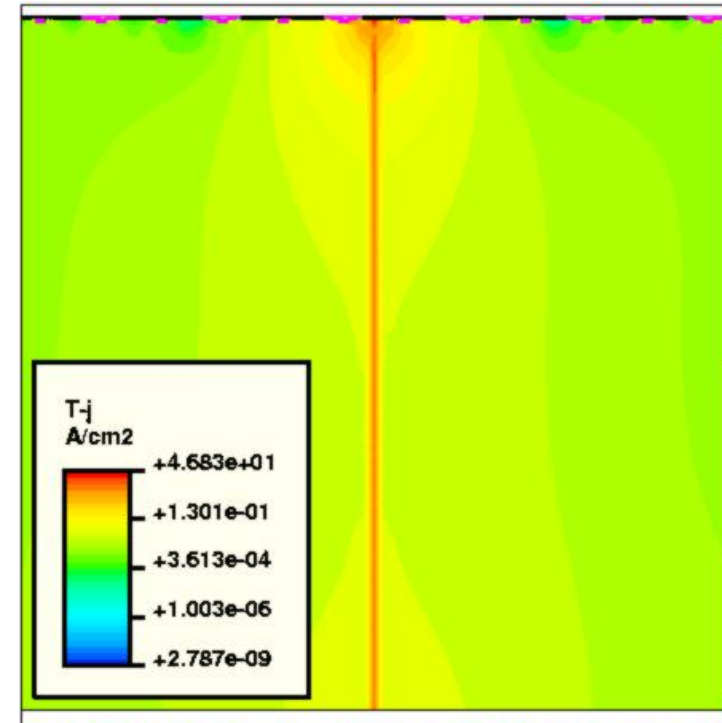
I raggi  $\delta$  non troppo energetici ( $E \ll E_{\max}$ ) sono emessi quasi ortogonali alla direzione di volo della particella incidente ( $\cos^2\theta = E/E_{\max}$ ), ma... lo scattering multiplo randomizza la direzione del moto dei raggi  $\delta$ , che diventa completamente casuale dopo pochi  $\mu\text{m}$ .

Il range  $R_T$  di un raggio  $\delta$  di energia  $E$  può essere calcolato integrando la Bethe-Block sulla traiettoria, richiedendo che l'integrale sia  $= E$ , ma lo scattering multiplo rende complicato il calcolo.

- si usa un range empirico (ottenuto da misure di assorbimento). Andamento tipico:  $R = AE^b$
- In Ar, per i primari  $R_p = 0.71 E^{1.72}$  ( $E$  in MeV ed  $R_p$  in  $\text{gcm}^{-2}$ ) valida fino a  $\sim 100$  KeV

In argon un elettrone di 1 KeV si ferma in  $\sim 50 \mu$ , mentre uno di 10 KeV fa  $\sim 1.5$  mm.

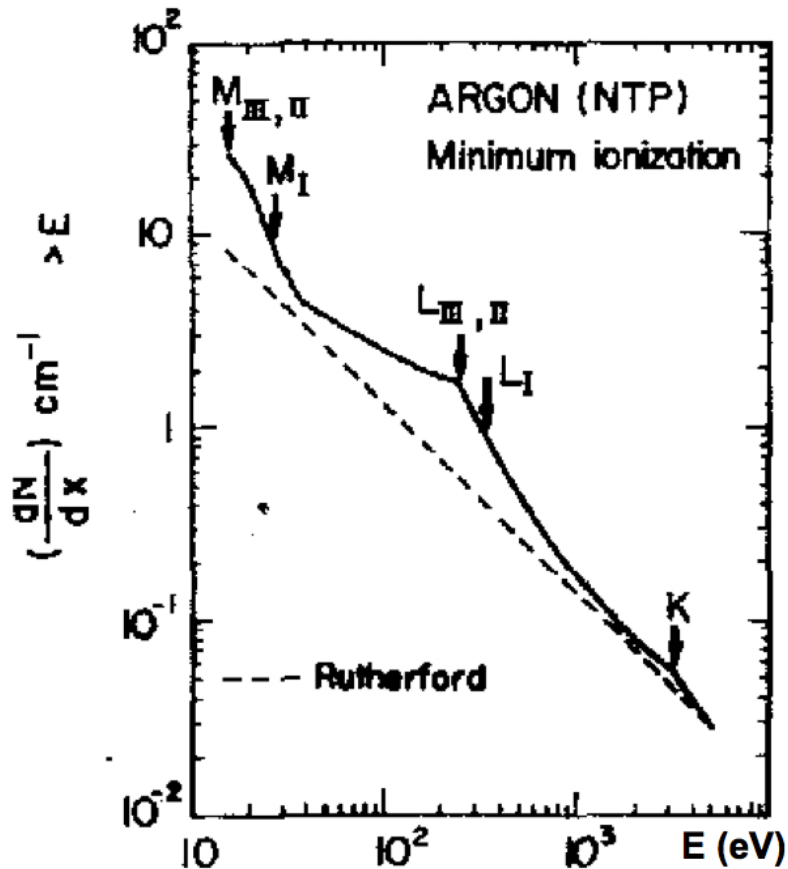
Il range medio dei delta fissa il raggio del cilindro di ionizzazione iniziale creato dalla particella incidente. Ai fini pratici può essere considerato unidimensionale (ma non sempre).



Cilindro di ionizzazione

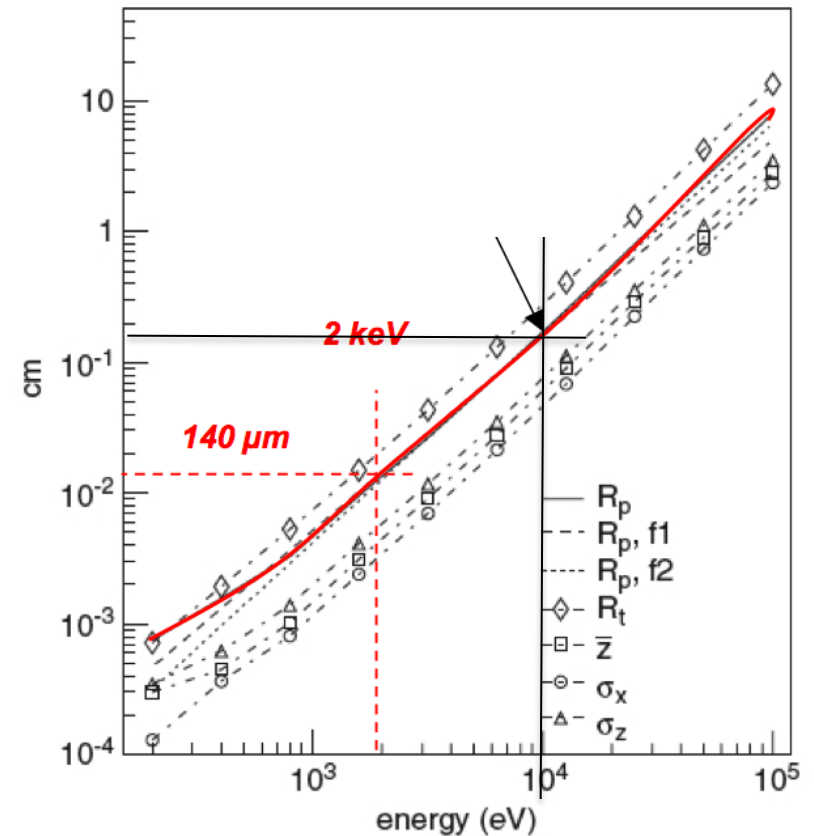
# PROBABILITY AND RANGE OF DELTA ELECTRONS

PROBABILITY FOR AN ELECTRON OF ENERGY  $> E$ :



*F. Lapique and F. Piuz,  
Nucl. instr. and Meth. 175(1980)297*

ELECTRON RANGE IN ARGON STP:



*I. B. Smirnov,  
Nucl. Instr. and Meth. A554(2005)474*

# ***Ionizzazione dei gas***

At minimum, the particle should transfer  $\delta E = E_{\text{ion}}$  of the gas molecule for the ionization process to occur. In most gases  $E_{\text{ion}} = 10\text{-}25\text{ eV}$ .

However, there are other mechanisms by which the incident particle may lose energy within the gas that do not create ions. Examples are excitation processes in which an electron may be elevated to a higher bound state in the molecule without being completely removed or atom excited as seen for the Fano factor.

**Therefore, the average energy lost by the incident particle per ion pair formed (defined as the W-value) is always substantially greater than the ionization energy.**

$$wN_i = N_i I_0 + E_{\text{ex}} N_{\text{ex}}$$

Empirical observations show that it is a remarkably constant parameter for many gases and different types of radiation.

A typical value is 25-35 eV/ion pair.

For an incident 1 MeV particle, if fully stopped in the gas,  $N_{\text{pair}} \approx 30,000$  ion pairs.

# Ionizzazione dei gas

Gas	Z	A	$E_{\text{ex}}$ eV	$E_i$ eV	$I_0$ eV	$W_i$ eV	dE/dx MeV/g cm <sup>-2</sup>	dE/dx KeV/cm	$n_p$ i.p/cm	$n_T$ i.p/cm
Ar	18	39.9	11.6	15.7	15.8	26	1.47	2.44	28	94
Kr	36	83.8	10.0	13.9	14.0	24	1.32	4.60	22	192
Xe	54	131.3	8.4	12.1	12.1	22	1.23	6.76	44	307
CO <sub>2</sub>	22	44	5.2	13.7	13.7	33	1.62	3.01	34	91
CH <sub>4</sub>	10	16		15.2	13.1	28	2.21	1.48	16	53
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	58		10.6	10.8	23	1.86	4.50	46	195

Dove:  $E_{\text{ex}}$  = energia minima di eccitazione;  $E_i$  = energia minima di ionizzazione;  
 $I_0 = I/Z$  = potenziale efficace medio di ionizzazione per elettrone atomico;  
 $W_i$  = perdita di energia media per produrre una coppia ione-elettrone;  
dE/dx = perdita di energia per particelle al minimo (MIP);  
 $n_p$  = numero di coppie primarie;  $n_T$  = numero totale di coppie.

Nel caso di composti e miscugli Z, A ed I sono valori medi.

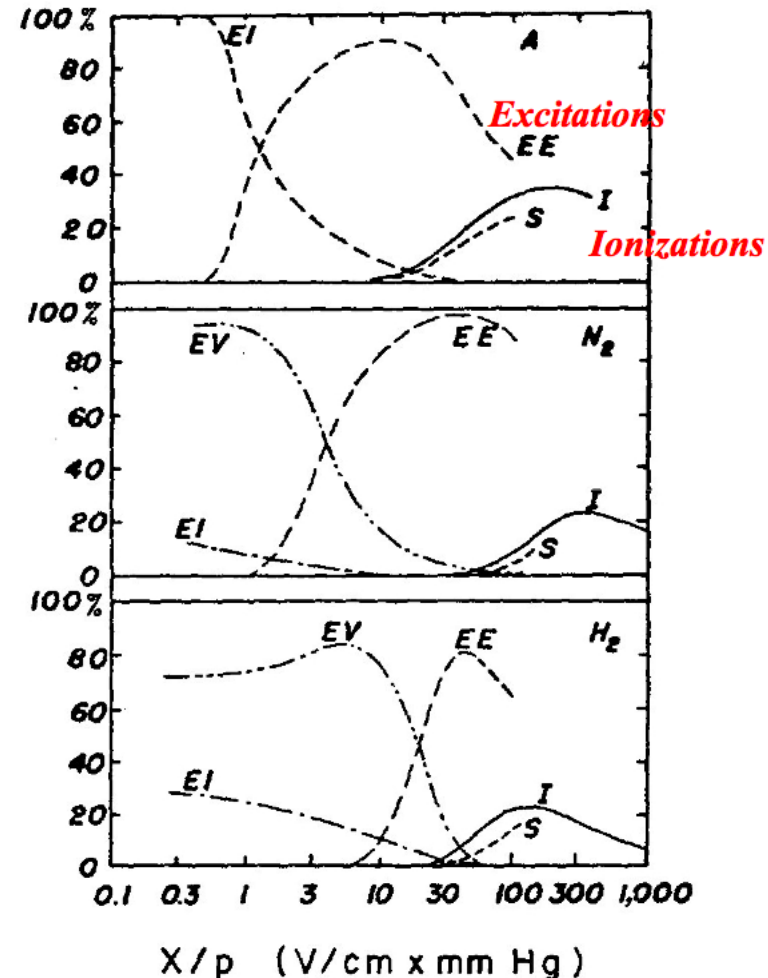
# HIGH FIELD-INELASTIC COLLISIONS

## MAIN ELECTRON-MOLECULE INELASTIC PROCESSES:

1) $A+e \Rightarrow A^++e+e$	Ionisation by electronic impact.
2) $A+e \Rightarrow A^*+e$	Excitation by electronic impact.
3) $A^*+e \Rightarrow A+e$	Deexcitation by electronic collision.
4) $A+h\nu \Rightarrow A^*$	Photo-excitation (absorption of light).
5) $A^* \Rightarrow A+h\nu$	Photo-emission (radiative deexcitation).
6) $A+h\nu \Rightarrow A^++e$	Photoionisation.
7) $A^++e \Rightarrow A+h\nu$	Radiative recombination.
8) $A^++B+e \Rightarrow A+B$	Three body recombination.
9) $A^++B \Rightarrow A+B^*$	Collisional deexcitation.
10) $A^++B \Rightarrow A+B^++e$	Penning effect.
11) $A^++B \Rightarrow A+B^+$	Charge exchange.
12) $A^++B \Rightarrow A^++B^++e$	Ionisation by ionic impact.
13) $A+B \Rightarrow A^++B$	Excitation by atomic impact.
14) $A+B \Rightarrow A^++B+e$	Ionisation by atomic impact.
15) $A+e \Rightarrow A^-$	Formation of negative ions.
16) $A^- \Rightarrow A+e$	Electrons release by negative ions.
17) $A^{**}+A \Rightarrow A_2^++e$	Associative ionisation.
18) $A^++2A \Rightarrow A_2^++A$	Molecular ion formation.
19) $A^++A+A \Rightarrow A_2^++A$	Excimer formation.
20) $A_2^* \Rightarrow A+A+h\nu$	Radiative excimer dissociation.
21) $(XY)^* \Rightarrow X+Y^*$	Dissociation.
22) $(XY)^++e \Rightarrow X+Y^*$	Recombinational dissociation.

*J. Meek and J. D. Cragg, Electrical Breakdown of Gases (Clarendon Press, Oxford 1953)*

## ENERGY SHARING BETWEEN COLLISION PROCESSES:



*L. B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronics (UC Berkeley Press, 1961)*

# Ionizzazione dei gas

La particella incidente incontra gli atomi del gas e li ionizza. Gli scontri con gli atomi del gas sono casuali e caratterizzati da una lunghezza di interazione  $\lambda$ , dato dalla sezione d'urto di ionizzazione  $\sigma_i$  e dalla densità  $N$  di elettroni  $\lambda = 1/(N\sigma_i)$

La prob che una particella subisca un'interazione in  $dl$  e'  $dP = dl/\lambda$ , quindi in un tratto  $dl$ ,  $-dN = N(l)dP$  e' il # di di particelle che hanno interagito in  $dl \rightarrow N(l) = N(0)e^{-l/\lambda}$  e' il # di particelle che hanno viaggiato un tratto  $l$  senza interagire  $\rightarrow P_{\text{surv}}(l) = N(l)/N(0)$  e' la prob che di arrivare alla profondita'  $l$

Quindi la prob che una particella arrivi alla profondita'  $l$  senza interagire e che interagisca nel successivo  $dl$  e'  $f(l)dl = P_{\text{surv}}(l) \times dP$

$$f(l)dl = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-l/\lambda} dl$$

# Ionizzazione dei gas

La particella incidente incontra gli atomi del gas e li ionizza. Gli scontri con gli atomi del gas sono casuali e caratterizzati da una lunghezza di interazione  $\lambda$ , dato dalla sezione d'urto di ionizzazione  $\sigma_i$  e dalla densità  $N$  di elettroni.

$$\lambda = 1/(N\sigma_i)$$

Il numero di scontri in  $L$  ha una media  $L/\lambda$  e la **distribuzione in frequenza** è una **Poissoniana** (pochi scontri):

$$P(L/\lambda, k) = ((L/\lambda)^k)/k! e^{-L/\lambda} \quad (*)$$

→ la distribuzione di probabilità  $f(l)dl$  dei cammini liberi medi è un esponenziale. Infatti la probabilità di non trovare atomi nel tratto  $l$  per la probabilità di uno scontro in  $dl$  è :

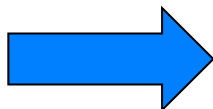
$$f(l)dl = P(l/\lambda, 0)P(dl/\lambda, 1) = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-l/\lambda} dl$$

La (\*) fornisce anche la probabilità di avere 0 scontri in un percorso  $L$

$$P(L/\lambda, 0) = e^{-L/\lambda}$$



# Ionizzazione dei gas



Nella tabella abbiamo una collezione di misure eseguite con particelle veloci (è indicato il  $\gamma$ ).

Se ho un contatore, sensibile nel tratto L, capace di contare anche un solo elettrone, posso misurare  $\lambda$ , contando tutte le volte che conto 0.

Naturalmente, per quanto perfetto sia tale contatore, bisogna applicare una correzione per gli elettroni sotto soglia.

gas	1cm/ $\lambda$ (# collisioni)	$\gamma$
H <sub>2</sub>	5.32±0.06	4.0
He	5.02±0.06	4.0
Ne	12.4±0.13	4.0
Ar	27.8±0.3	4.0
Xe	44	4.0
N <sub>2</sub>	19.3	4.9
O <sub>2</sub>	22.2±2.3	4.3
Aria	18.5±1.3	3.5

# Ionization of Gases

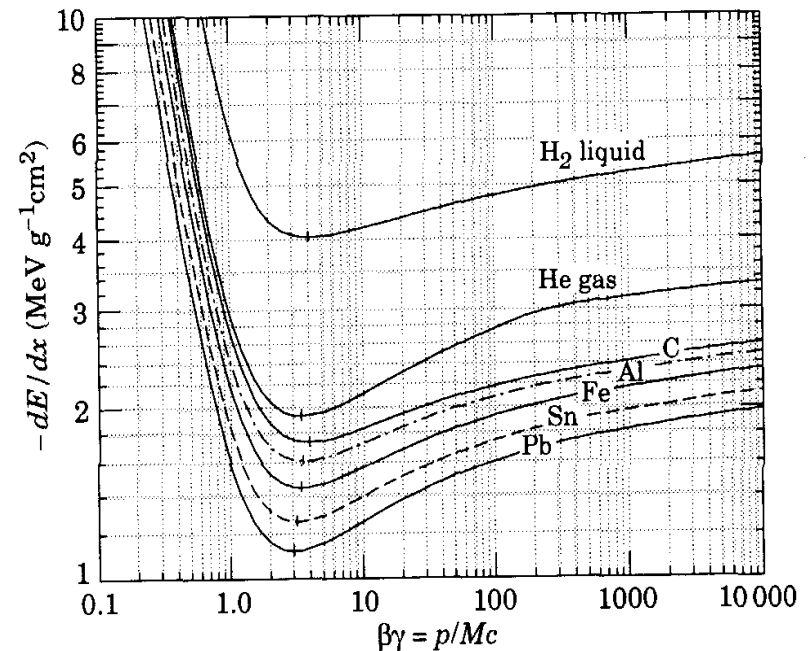
*Example: Ar*

Density  $\sim 1.7 \text{ g/l}$

$\Delta_E = 1.8 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2) \sim 3 \text{ keV}/\text{cm}$

$W_i = 26 \text{ eV/ion}$

$n_{total} \sim 100 \text{ ions/cm}$  ( $\sim 25 \text{ primary}$ )



- We just saw the number of **primary** electron/ion pairs is approximately **Poisson** distributed.

$$P(m) = \frac{\bar{n}^m e^{-\bar{n}}}{m!} \quad \bar{n} = \frac{L}{\lambda} = LN\sigma_i$$

The detection efficiency is therefore limited to :  $\varepsilon_{det} = 1 - P(0) = 1 - e^{-\bar{n}}$

For thin layers  $\varepsilon_{det}$  can be significantly lower than 1.

For example for 1 mm layer of Ar  $n_{primary} = 2.5 \rightarrow \varepsilon_{det} = 0.92$ .

Variation of the number of electron/pairs:  $\sigma_n = \sqrt{\bar{n}}$  NOT exactly correct!

# Ionization of Gases: second approximation

The number of electron/ion pairs is NOT **Poisson** distributed.

$$\sigma_n = \sqrt{F n};$$

F – Fano factor, related to the correlations in the ionization avalanche process (provided that the  $\delta$ -electrons deposit all the energy).

Material dependent.

F ~ 1 for scintillators

F ~ 0.2 – 0.8 for gas detectors

F ~ 0.12 for Silicon detectors