

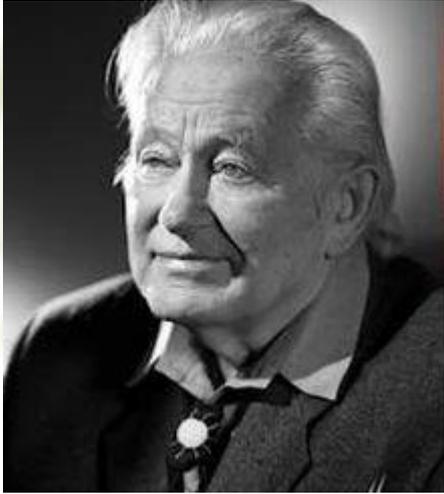


# 气体探测器

祝成光，山东大学

# Outline

- ❖ Introduction of gas detector
- ❖ How is signal produced
- ❖ How is signal processed



1992年诺贝尔物理学奖，  
法国乔治·恰帕克 (Georges Charpak)，表彰他在多丝正比室的发明和发展上所做出的杰出贡献。

1927年C.T.R.威尔逊(发明云室)，

1948年P.M.S.布莱克特(发展云室技术并应用于原子核和宇宙辐射研究)

1950年C.F.鲍威尔(发展乳胶技术并发现 $\pi$ 介子)，

1960年D.A.格兰塞尔(发明气泡室)

1968年L.W.阿瓦兹(发展气泡室技术)

## Gas detectors

- Wire Chambers
  - Drift Chambers, MDT
  - MWPC
  - TGC, sTGC
  - Time Projection Chambers
- RPC
- GEM detectors
- Micromegas Detectors

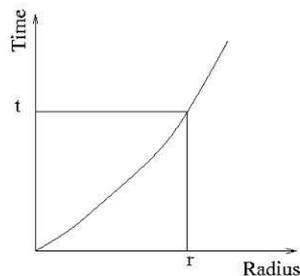
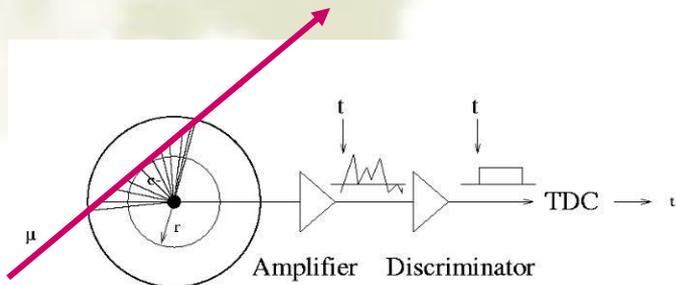
## Condense Detectors: similar principle as gas detector

- Liquid Ar detector
- Si- Detectors

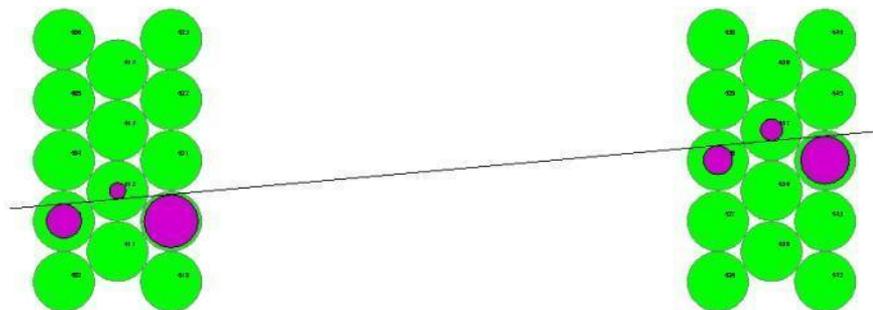
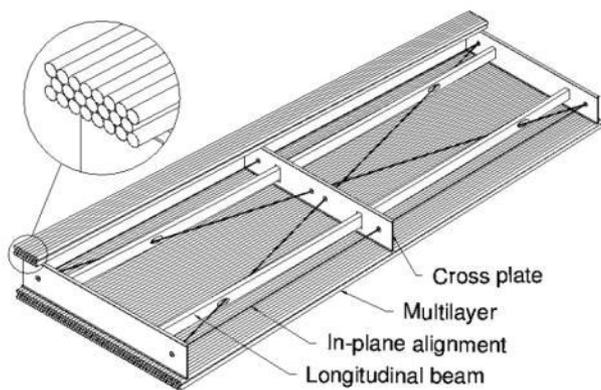
# Drift Tube

ATLAS MDT R(tube) = 15mm

Calibrated Radius-Time correlation

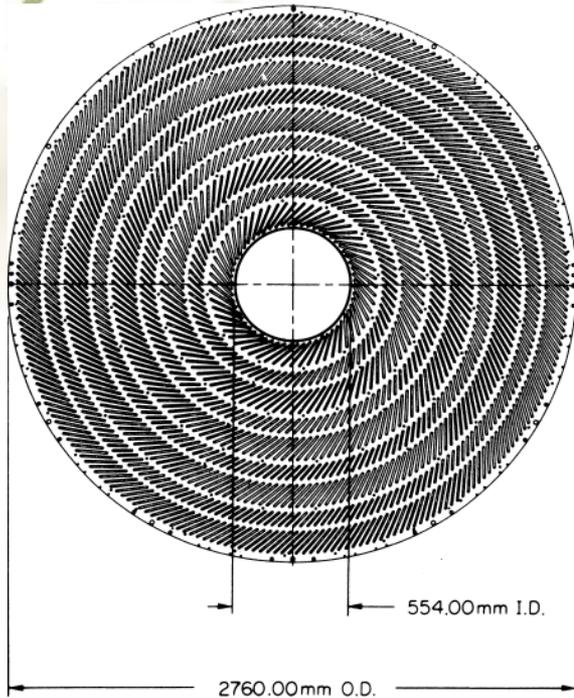


ATLAS Muon Chambers



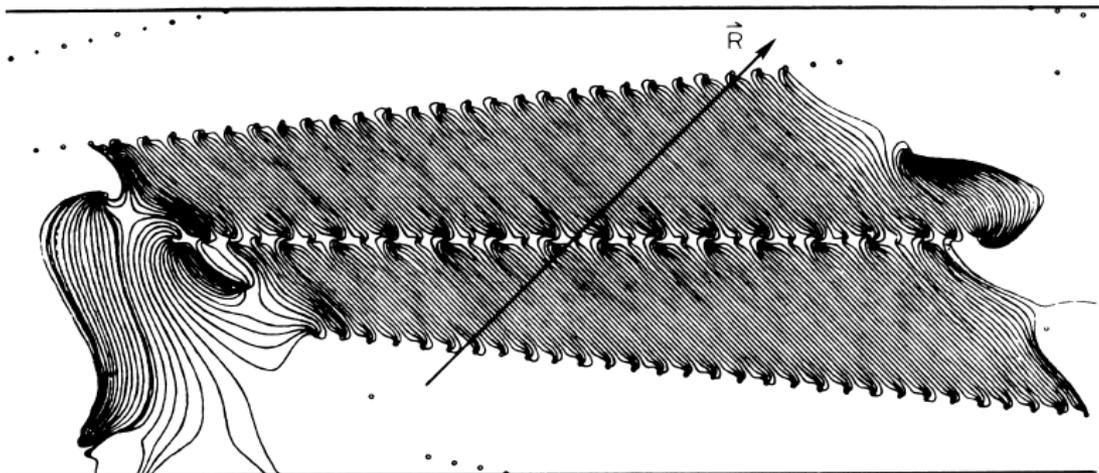
ATLAS MDTs, 80 $\mu$ m per tube

# Large Drift Chambers



Central Tracking Chamber CDF  
Experiment.

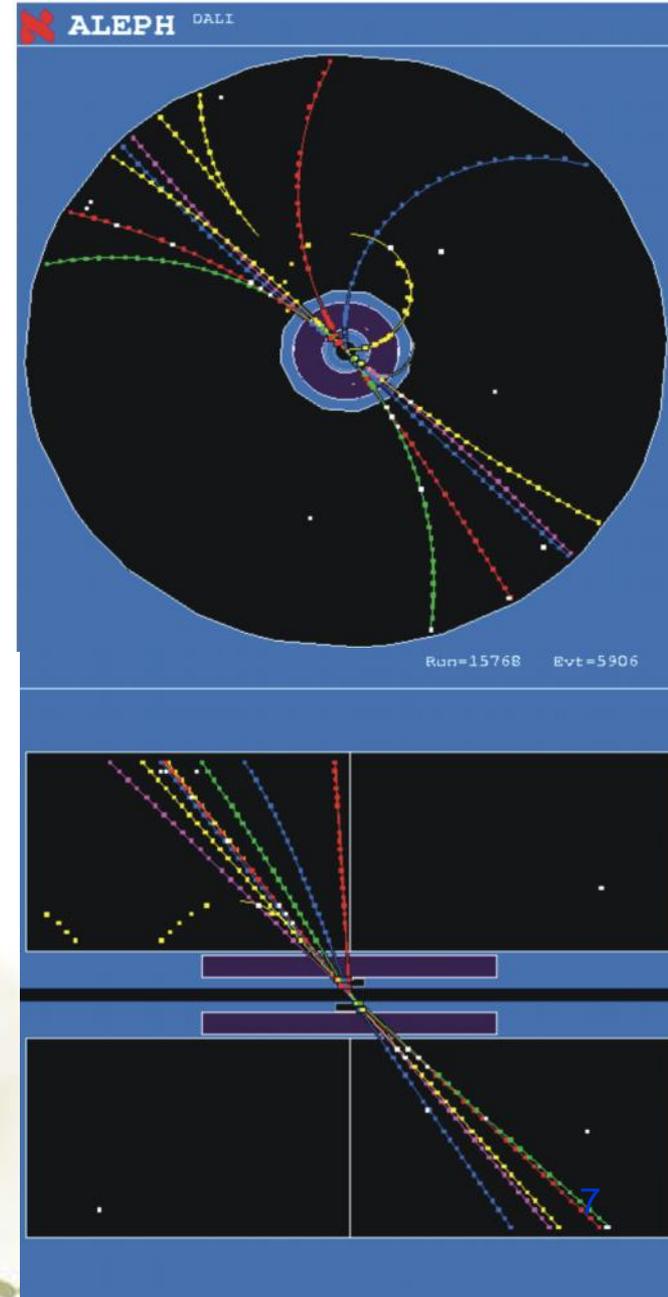
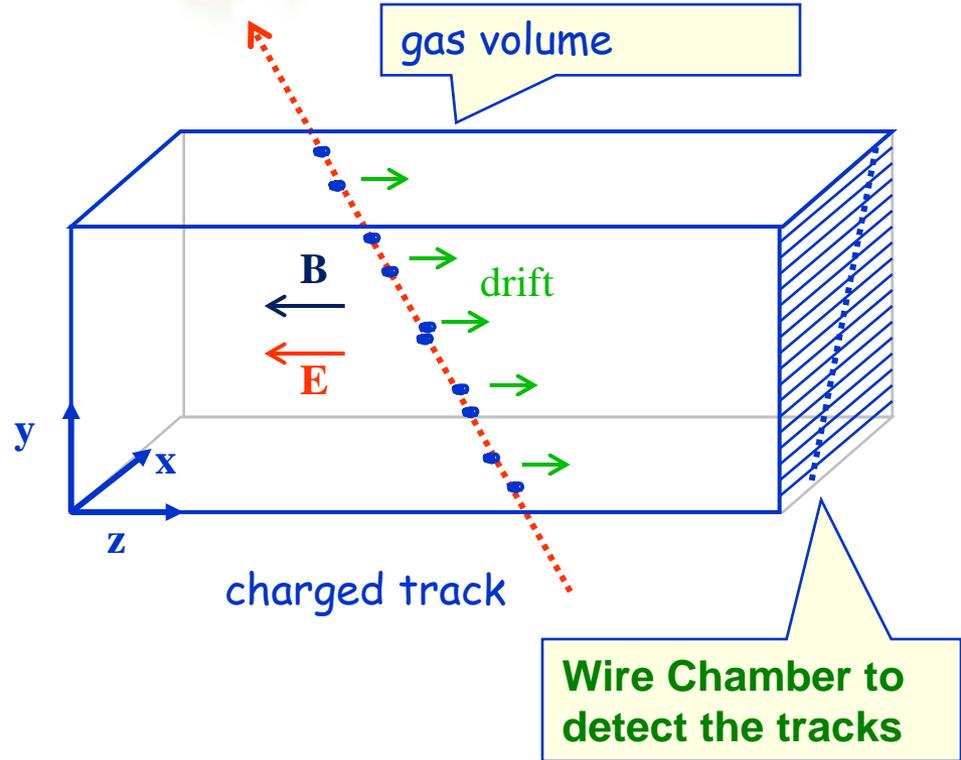
660 drift cells tilted  $45^\circ$  with respect to  
the particle track.



Drift cell

# Time Projection Chamber (TPC):

Drift Fields 100-400V/cm. Drift times 10-100  $\mu$ s.  
Distance up to 2.5m !

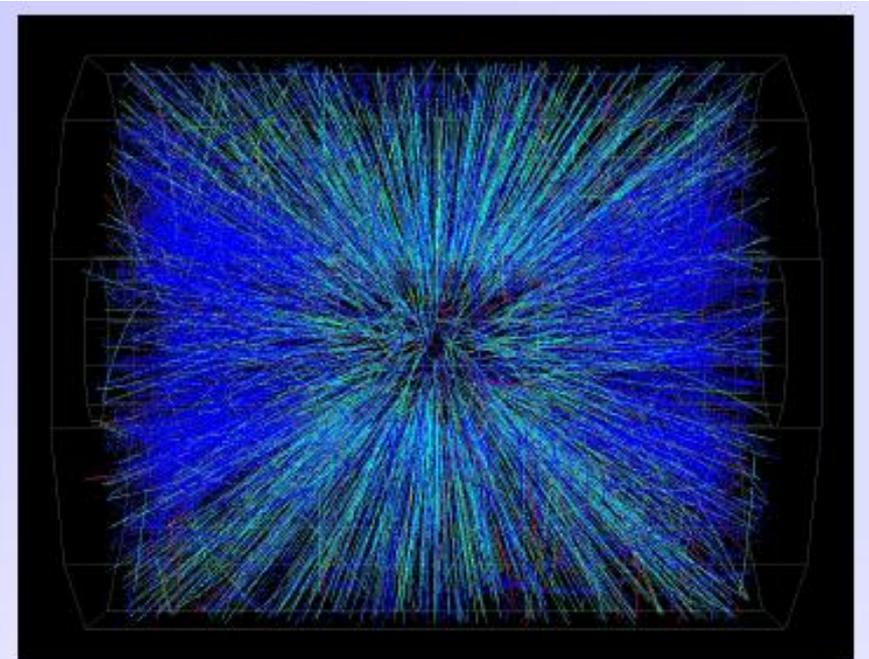
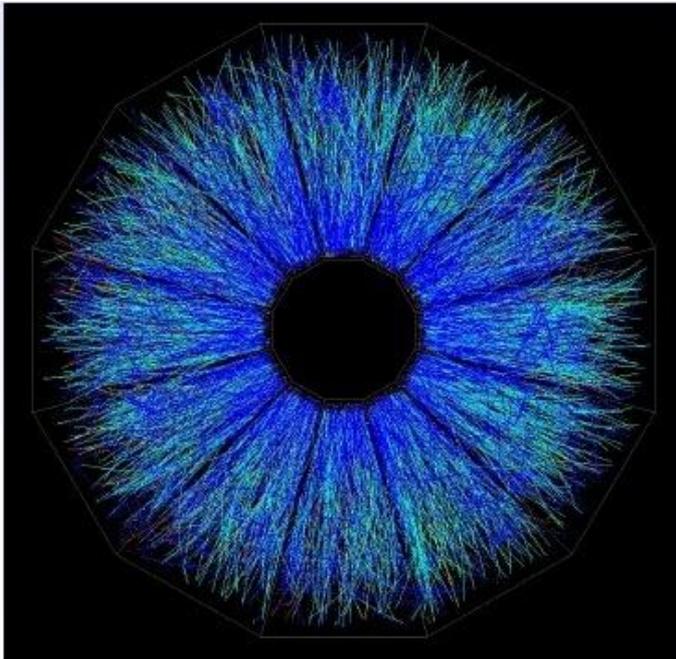


# STAR TPC (BNL)

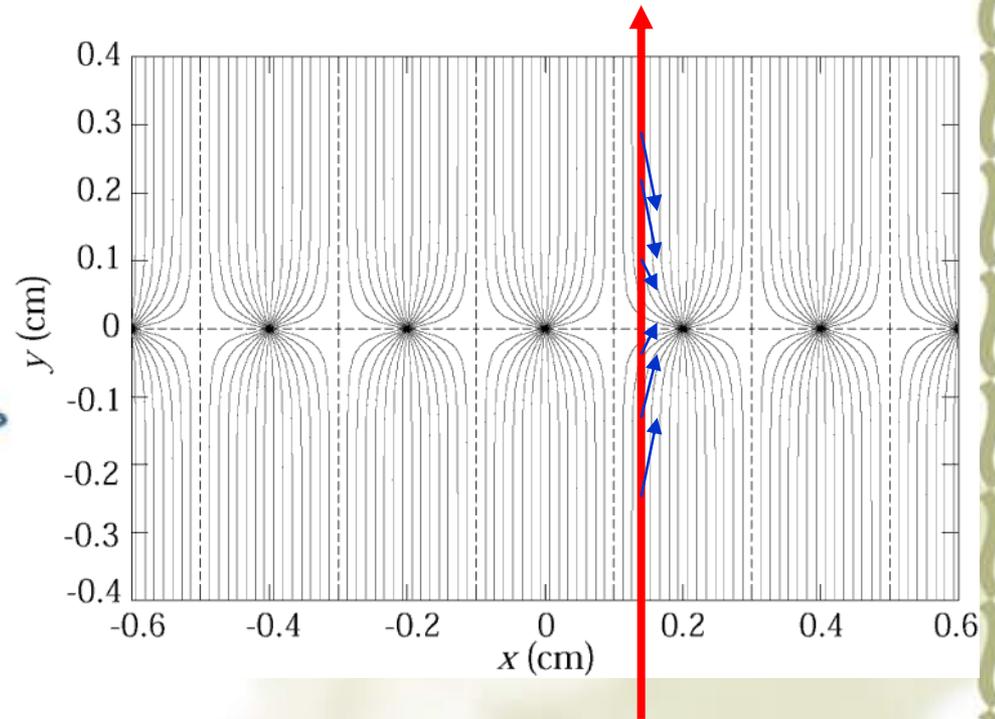
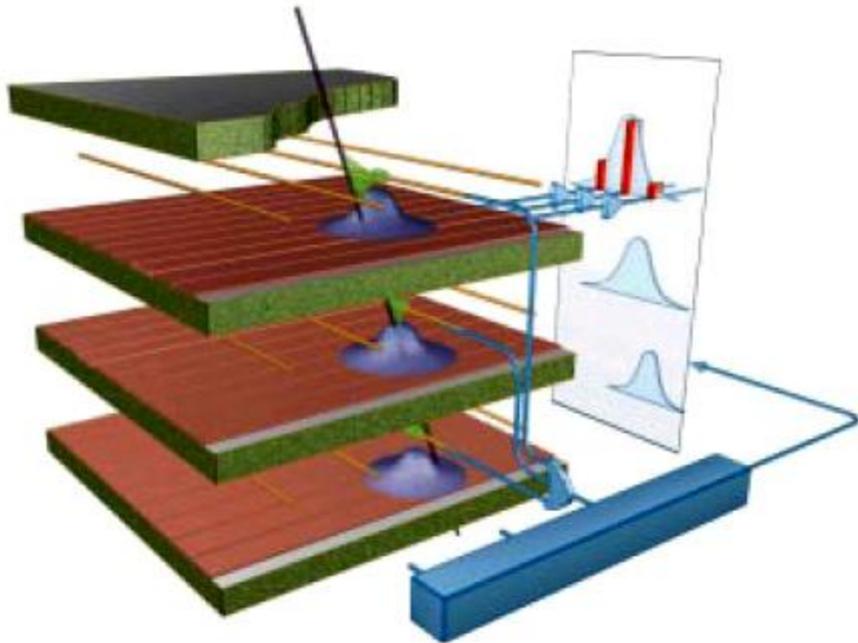
Event display of a Au Au collision at CM energy of 130 GeV/n.

Typically around 200 tracks per event.

Great advantage of a TPC: The only material that is in the way of the particles is gas  $\rightarrow$  very low multiple scattering  $\rightarrow$  very good momentum resolution down to low momenta !



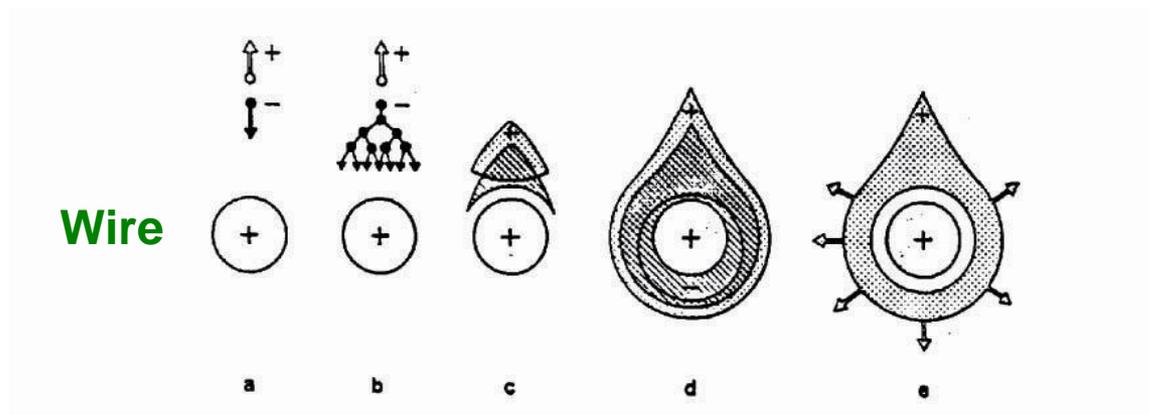
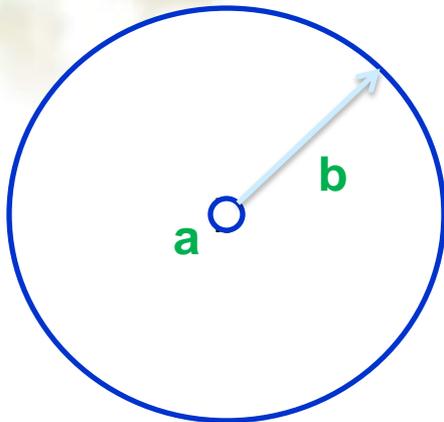
# View of Wire Detector





How is signal produced

Electric field close to a thin wire (100-300kV/cm).  
 E.g.  $V_0=1000\text{V}$ ,  $a=10\mu\text{m}$ ,  $b=10\text{mm}$ ,  $E(a)=150\text{kV/cm}$



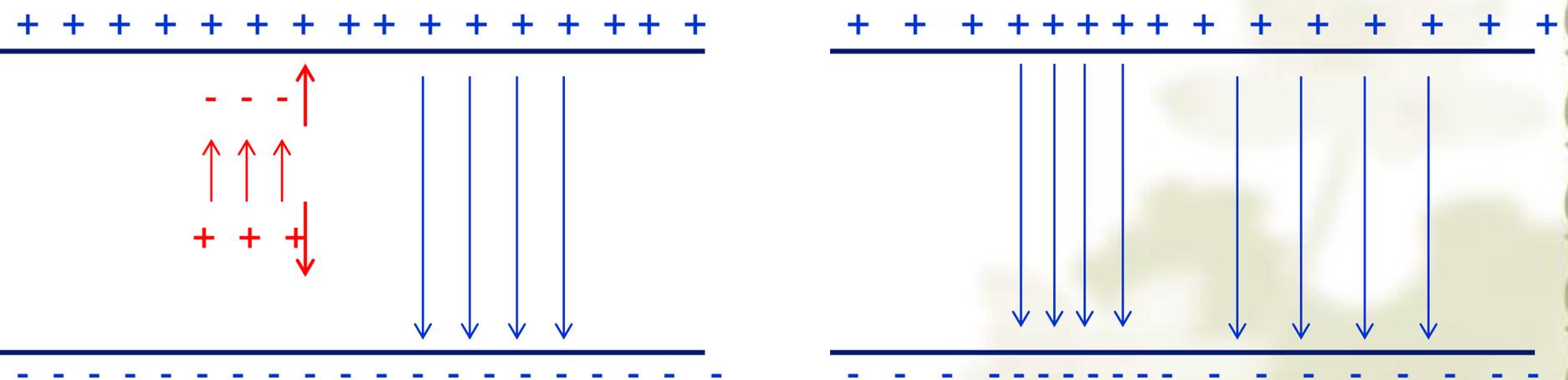
增益:  $M = \frac{n}{n_0} = \exp\left[\int_{R_a}^{r_c} \alpha(r) dr\right] = \exp\left[\left(\frac{1}{\pi\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{\text{kN}}{E_c}}\right) CV_0\right]$

$E_c$ : 临界电场

一点感性认识：

雪崩产生后，电子向阳极丝漂移，正电荷向阴极漂移，在阳极丝和阴极上分别感应出电荷形成信号。

### 孤立的平板电容



V 下降:  $V(t)$  depends on the how the charge drift

从能量守恒角度：

匀速分离的正负电荷导致电容上的电压差  
匀速降低，电压降低的速度决定于电荷漂  
移的速度，

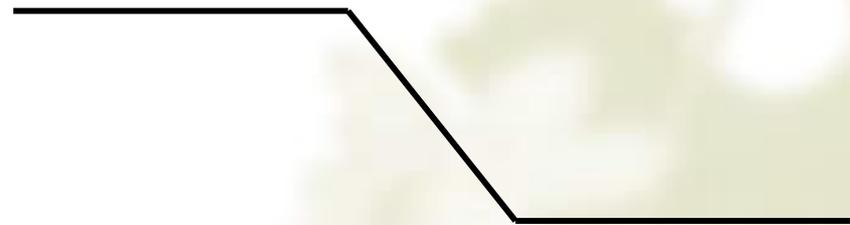
$$\frac{dQV}{dt} = -\frac{dqv}{dt}$$

$$Q \frac{dV}{dt} = -q \frac{dv}{dt} = -q \frac{Edr}{dt}$$

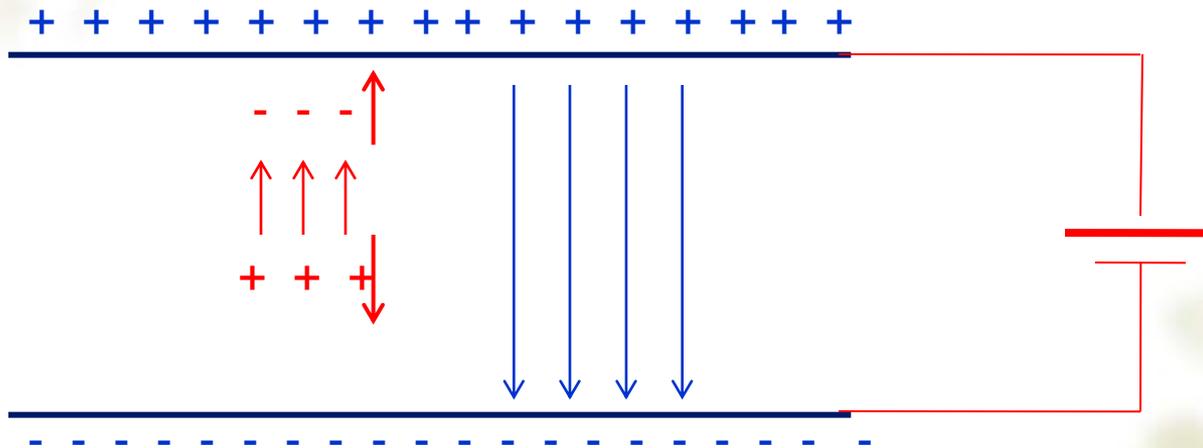
$$\frac{dV}{dt} = -\frac{q}{Q} Ev = -\frac{qV}{QD} v$$

$$V = V_0 + \left( -\frac{qV}{DQ} \right) vt$$

**孤立的平板电容**



平行板有恒压源供电的情况下，  
并且供电时间常数足够小



V 不变：但是有电荷向电容板上流动，流动的速度（电流）也  
决定于电容之间的电荷漂移

能量守恒角度：看到有稳恒的电流向电容充电，  
充电的总电荷等于漂移电荷总量（雪崩电荷）

$$V \frac{dQ}{dt} = -q \frac{dv}{dt} = -q \frac{E dr}{dt} = -q \frac{V dr}{D dt}$$

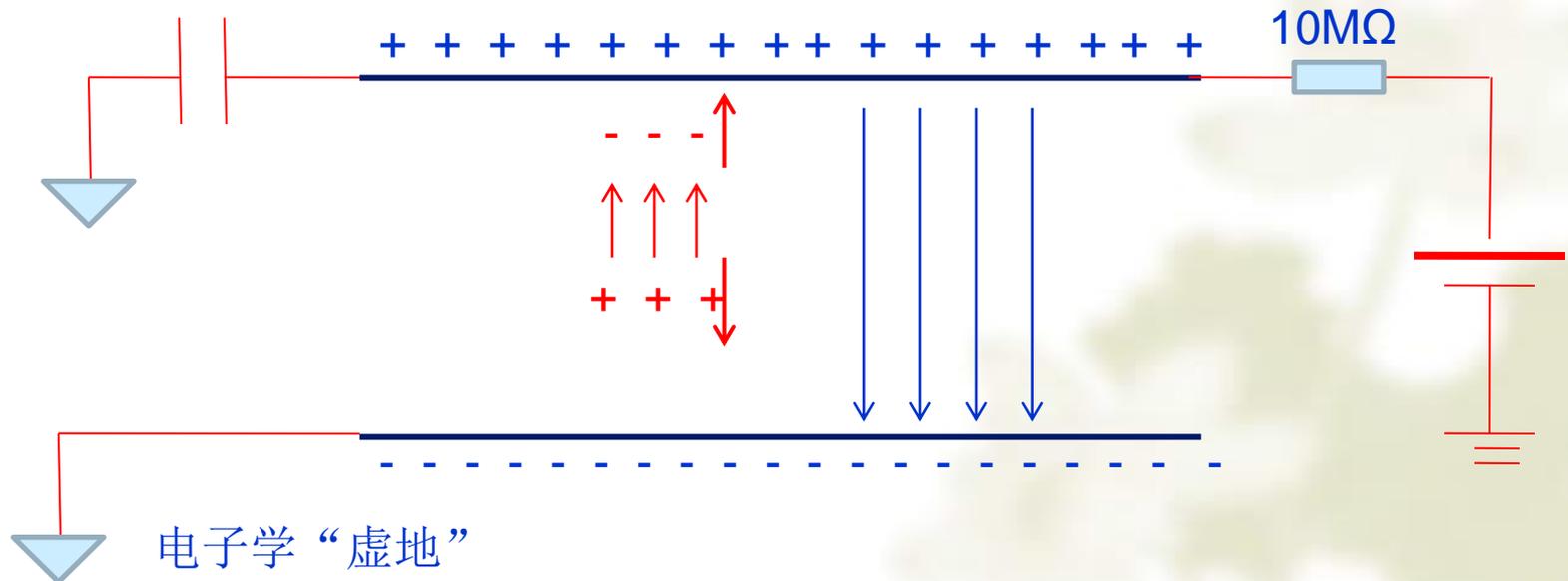
$$Q = \int -\frac{q}{D} dr = -\frac{q}{D} r = -q$$



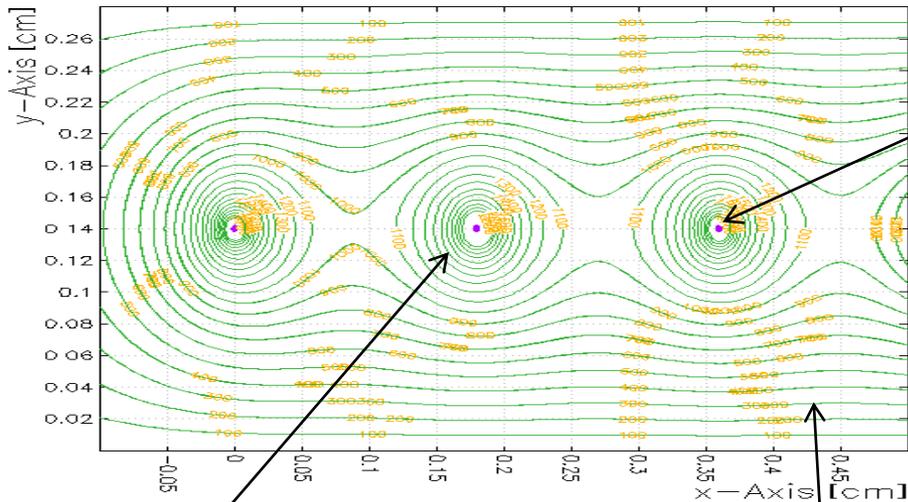
如果漂移电荷不是匀速漂移，那么观察到的电流信号的形状将出现更复杂的形状。

实际上电源和探测器之间形成的回路上总有电阻，而且为了防止电源的波动干扰探测器，以及不同信号道之间干扰，探测器和电源之间会接入一个电阻，比如 $10\text{M}\Omega$ 。而探测器一个信号道的电容大约几十 $\text{pF}$ 量级，这样电源为探测器充电时间常数为毫秒量级，因此实际上电源不能很快的补充电荷，探测器之间的电压将降低。

信号读出电容上的电压变化，将传递给低阻抗通路的电子学，表现为探测器信号。同时电源为探测器充电，一般时间很长，强度很弱。



Contours of V

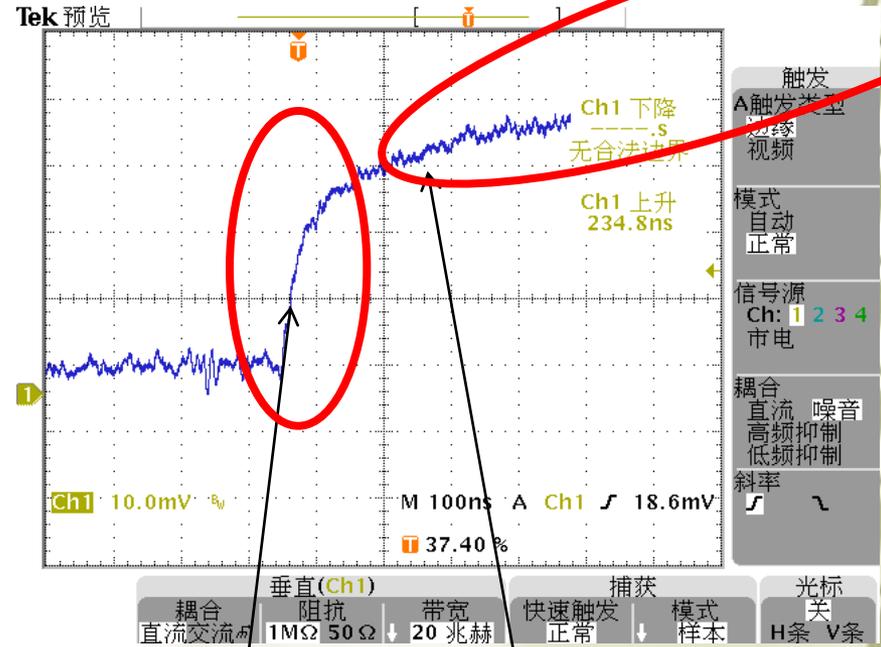


Printed at 17:49:02 on 16/04/2016 (Mathcad version 7.31)

20kv/cm. 电场放射区  
 离子迁移率  $1.4 \text{ cm}^2/\text{vs}$   
 速度:  $1.4 \times 20 \text{ kv/cm} = 28 \text{ km/s}$   
 用时:  $0.5 \text{ mm} / 28 \text{ km/s} = 1700 \text{ ns}$

10kv/cm at 均匀电场区.  
 离子迁移率  $1.53 \text{ cm}^2/\text{vs}$   
 速度:  $1.53 \times 10 \text{ kv/cm} = 15300 \text{ cm/s}$   
 用时:  $1 \text{ mm} / 15300 \text{ cm/s} = 6000 \text{ ns}$

300kv/cm at wire surface to  
 100kv/cm at  $50 \mu\text{m}$  away from wire  
 离子迁移率  $0.9 \text{ cm}^2/\text{vs}$   
 速度:  $0.9 \times 100 \text{ k} = 90 \text{ km/s}$   
 用时:  $0.05 \text{ mm} / 90 \text{ km/s} = 55 \text{ ns}$



前50 微米 放射电场区漂移

$$dV = -\frac{Q}{lCV_0} dv = -\frac{Q}{lCV_0} \frac{dv}{dr} dr = -\frac{Q}{lCV_0} \frac{V_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \frac{1}{r} dr$$

$$V(t) = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{R_a} = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{\sqrt{R_a^2 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon_0 p} t}}{R_a} = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln\left(1 + \frac{t}{\left(\frac{\pi\epsilon_0 p R_a^2}{\mu^+ CV_0}\right)}\right)$$

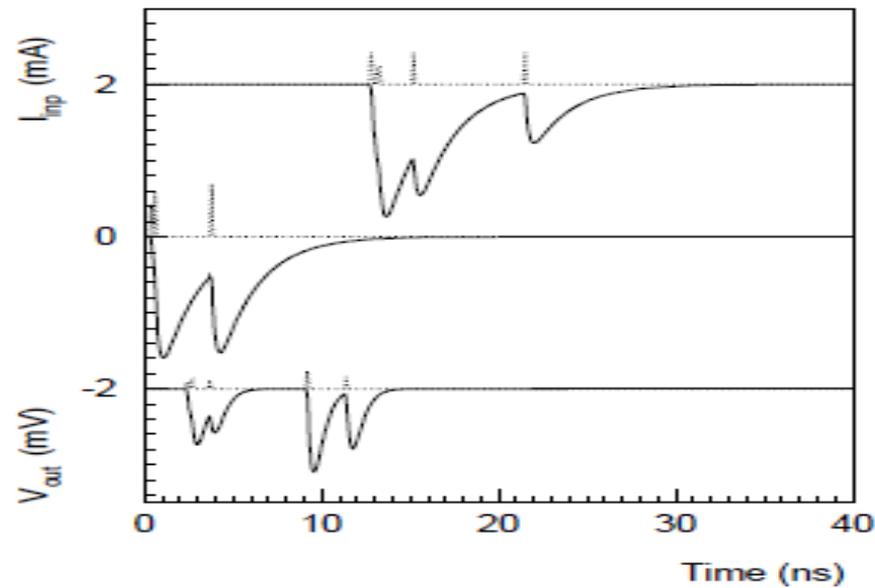
$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)$$

电子雪崩产生的离子向阴极漂移，经历的电场由强到弱，漂移速度先快后慢。则在上式：在阳极丝上引起的电信号先快速增加，后缓慢到达最大值。

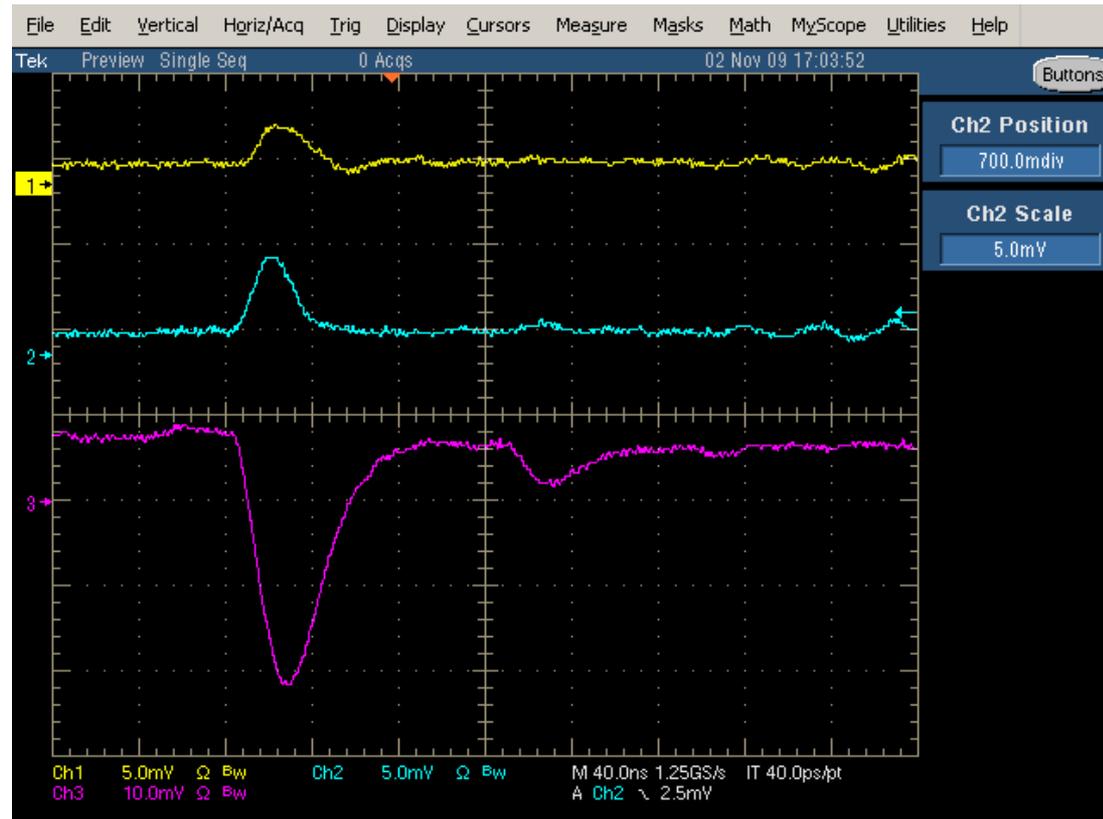
如果时间轴取对数，上式接近于直线

但是因为电子学的过滤，一般几百纳秒就可以让信号尾巴消失。

- ❖ 当使用示波器观察电流时，如果示波器的输入阻抗较小（ $50\Omega$ ），放电常数很小，上页的信号在上升到最大值之前就开始下降。



# 实验上观测到的探测器信号



# 格林倒易定理：更精确的计算感应信号

$$\begin{aligned}\int \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 d^3\mathbf{r} &= -\int \nabla V_1 \cdot \mathbf{E}_2 d^3\mathbf{r} \\ -\iint \left( \int \frac{\partial V_1}{\partial x} \cdot E_{2x} dx \right) dydz &= -\iint \left( \int E_{2x} dV_1 \right) dydz \\ &= -\iint \left( E_{2x} V_1 \Big|_{-\infty}^{+\infty} - \int V_1 dE_{2x} \right) dydz \\ &= \int V_1 \frac{\partial E_{2x}}{\partial x} dx dy dz\end{aligned}$$

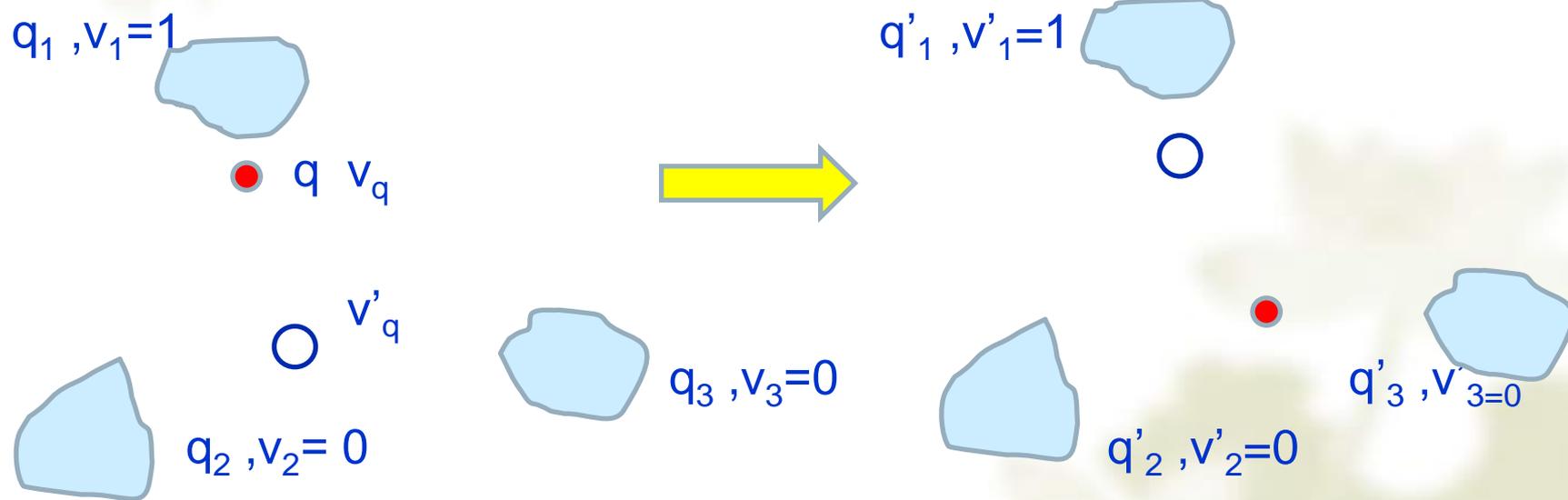
$$\begin{aligned}-\int \nabla V_1 \cdot \mathbf{E}_2 d^3\mathbf{r} &= \int V_1 \nabla \mathbf{E}_2 d^3\mathbf{r} = \frac{1}{\epsilon_0} \int V_1 \rho_2 d^3\mathbf{r} \\ -\int \mathbf{E}_1 \cdot \nabla V_2 d^3\mathbf{r} &= \int V_2 \nabla \mathbf{E}_1 d^3\mathbf{r} = \frac{1}{\epsilon_0} \int V_2 \rho_1 d^3\mathbf{r}\end{aligned}$$

$$\int V_1 \rho_2 d^3\mathbf{r} = \int V_2 \rho_1 d^3\mathbf{r}$$

倒易定理将两个毫不相关的静电场联系在一起：

1. 电荷分布 $\rho_1$ 产生电势场 $V_1$ .
2. 电荷分布 $\rho_2$ 产生电势场 $V_2$ .

# 格林倒易定理的应用



# 感应电荷和电流: weighting field

$$qV_q + q_1 \times 1 + q_2 \times 0 + q_3 \times 0 = qV_q' + q_1' \times 1 + q_2' \times 0 + q_3' \times 0$$

$$\Delta q_1 = q_1' - q_1 = qV_q - qV_q' = -q\Delta V_q$$

$$\frac{\Delta q_1}{\Delta t} = -\frac{q\Delta V_q}{\Delta t}$$

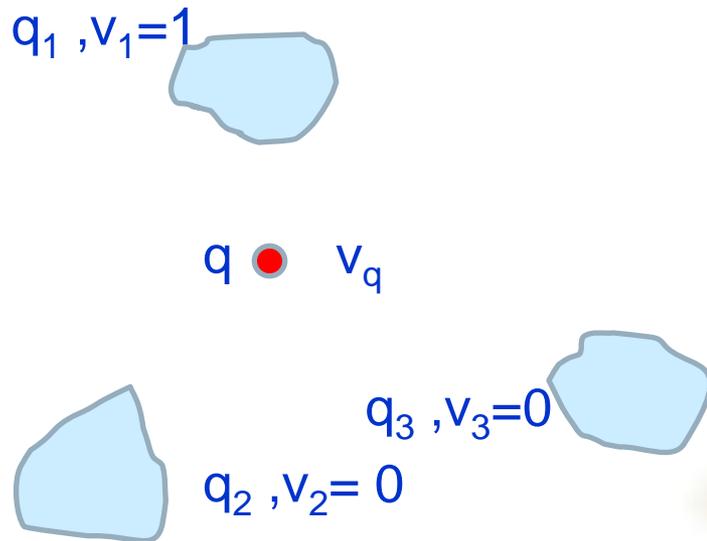
$$i_1 = \frac{dq_1}{dt} = -q \frac{dV_q}{dt} = -q \frac{dV_q}{d\vec{r}} \frac{d\vec{r}}{dt} = q\vec{E} \cdot \vec{v}$$

为了计算在导体1上的感应电荷（电荷变化），我们将导体1的电势设为1v，其他所有导体的电势设为0v，这样的配置所形成的电场称为 **weighting field**，通过观察移动电荷在该电场中的移动可以精确的计算在导体1上形成的感应电荷。

如果计算在导体2上的感应电荷，则需要将导体2的电势设为1，其他设为0，计算导体2的 **weighting field**。因此 **weighting field** 是一个虚拟的电场，针对每一个考察的导体，有一个 **weighting field**。

**weighting field**和探测器中实际加的电场没有关系。

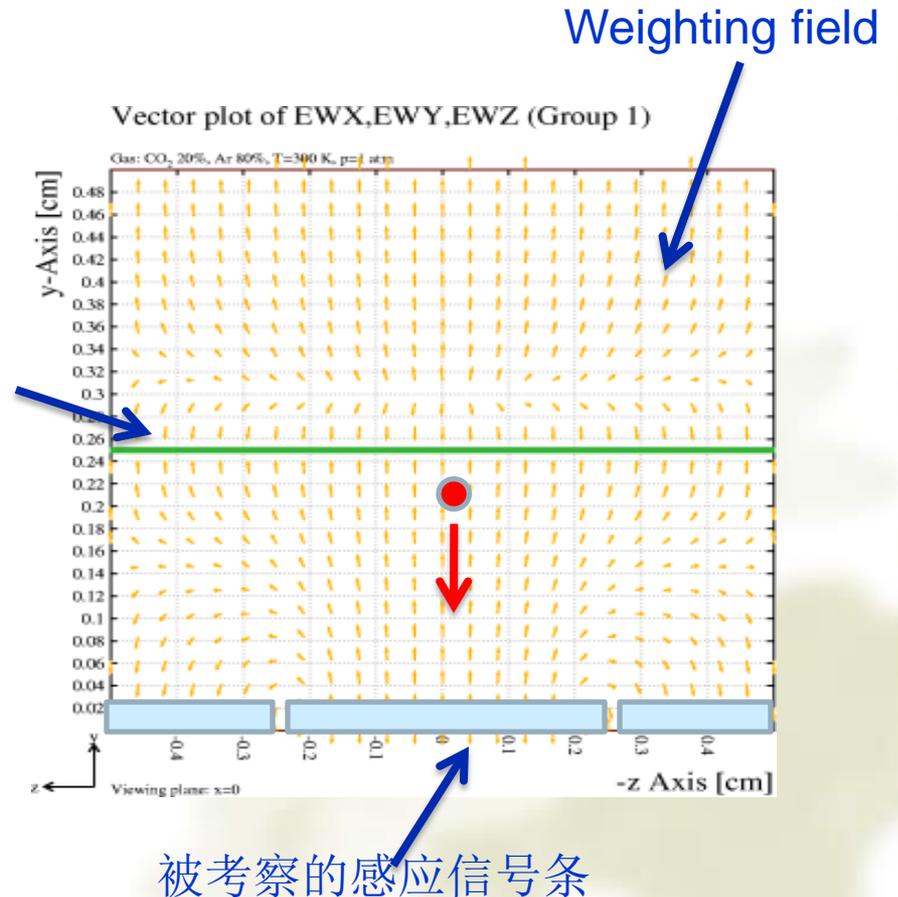
虽然实际情况下，各个导体的电势分布并非一个1伏其他0伏，但是由于电势的可加性，实际的电势分布可以看做是若干个上述情况的叠加。因而结果是相同的。



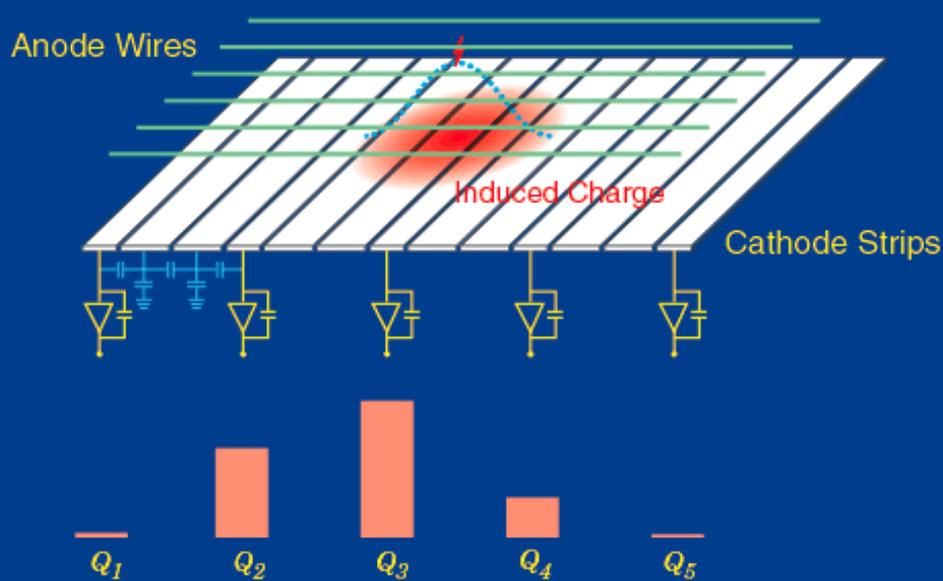
# 探测器信号的模拟

对与同一个漂移电荷，在不同的感应电极上的感应电荷是不同的。因而形成一个感应电荷的分布

阳极丝



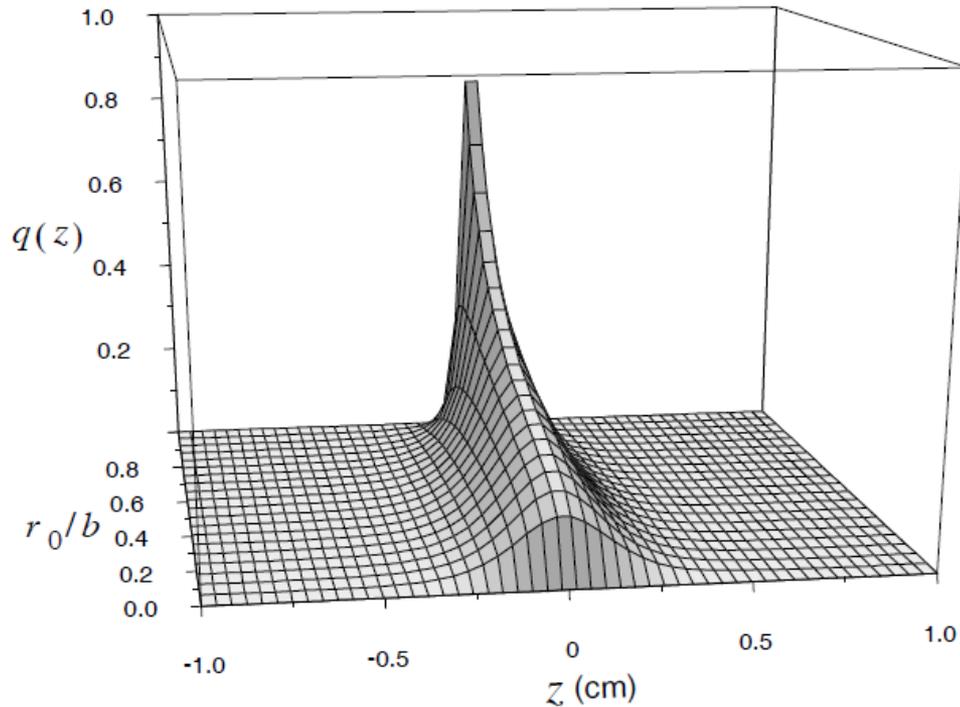
## Cathode Strip Chamber (CSC) Principles of Operation



阴极面上电荷分布形状

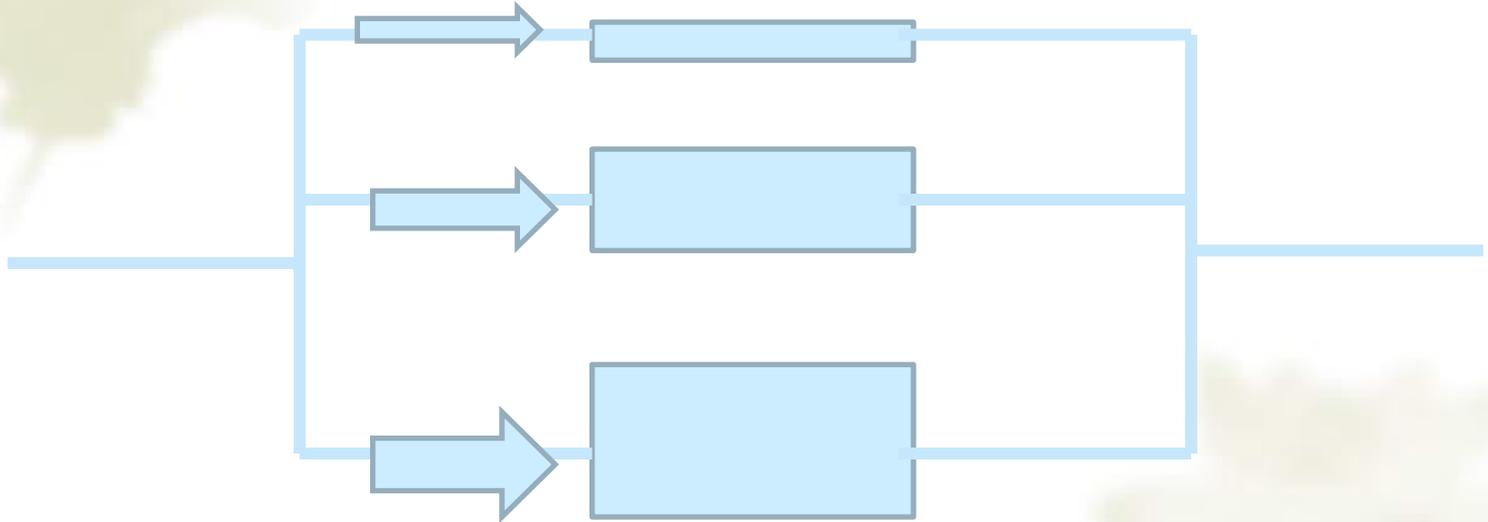
该电荷分布被分割的阴极感应条抽取成直方图，离线通过计算电荷中心来更精确的定位

# staw detector



感应电荷在阴极面上的分布和漂移电荷与阳极丝的距离的关系

# Current on circuit

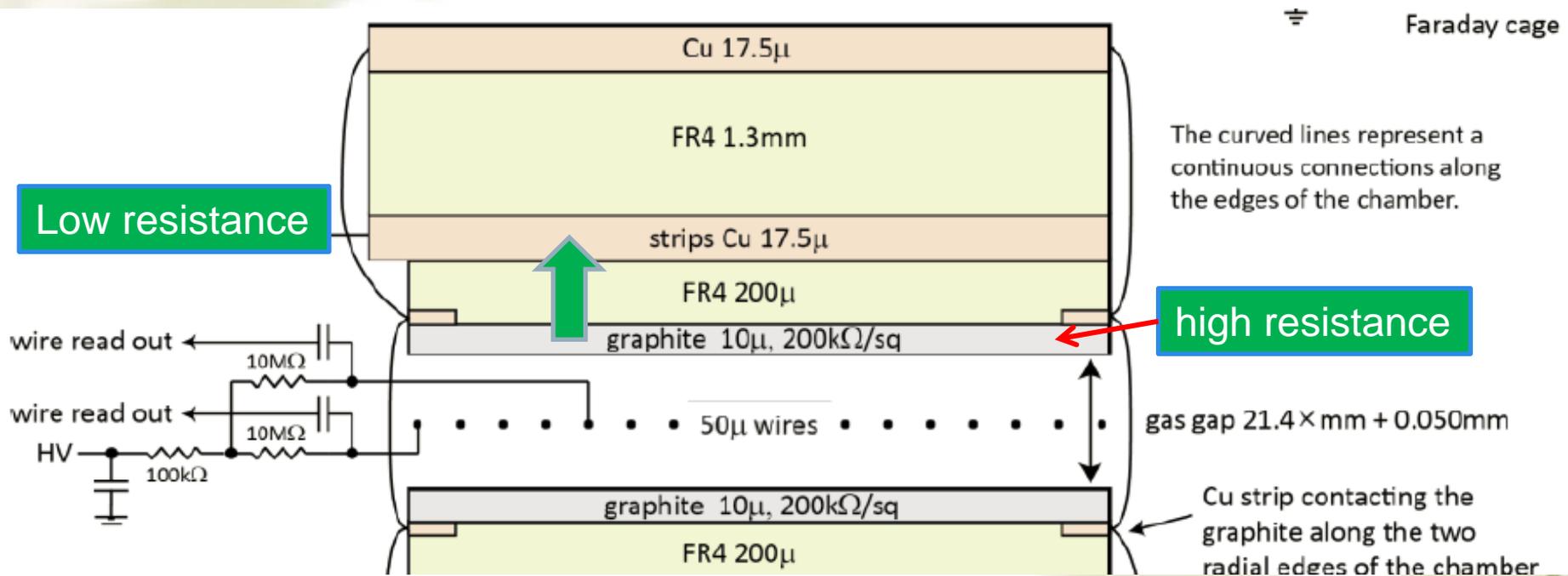


- ❖ Current flows along the low impedance path

# Signal on detector

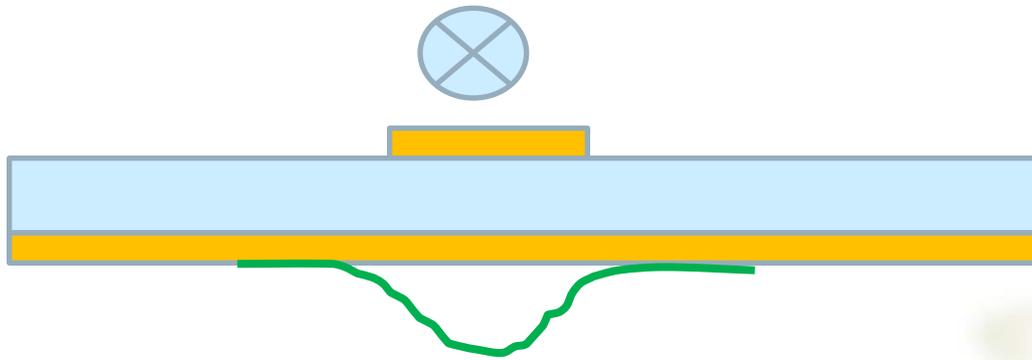
- ❖ The impedance to the signal is more complicated.
- ❖ Signal is high frequency, the impedance comes not only from resistance, but also capacitance and inductance
- ❖  $R$ ,  $i/\omega C$ ,  $i\omega L$
- ❖ Signal loop choose the high capacitance and low inductance path

# Structure of sTGC detector



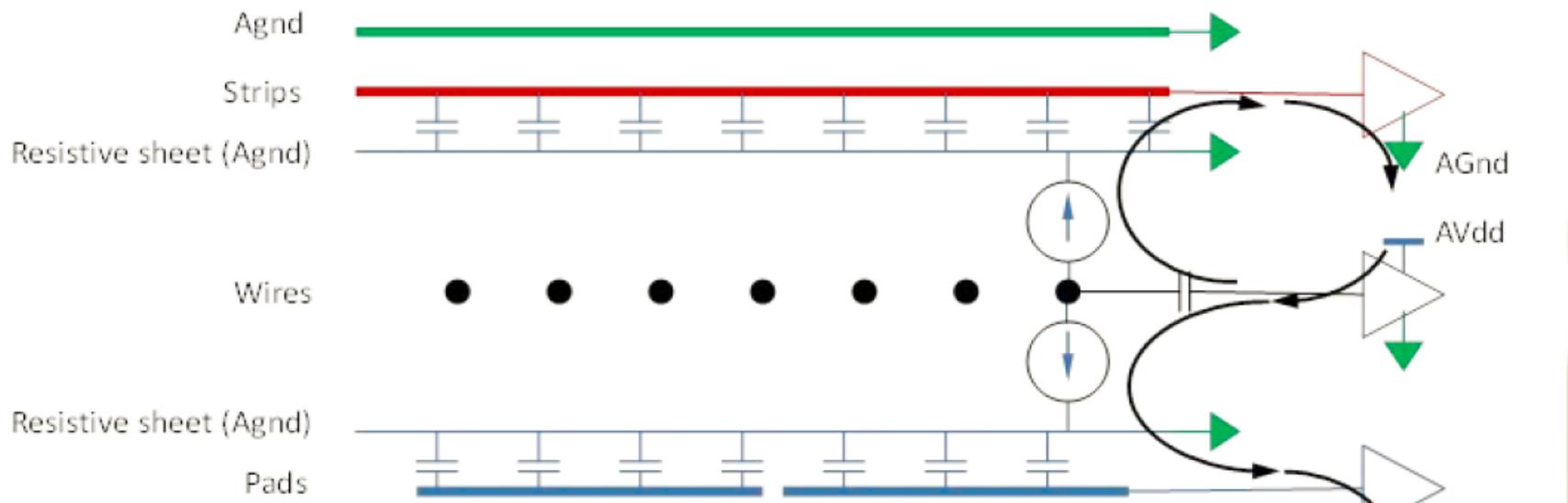
- ❖ Low inductance require the area surrounded by signal path to be minimum. We need to clear the minimum inductance path for detector

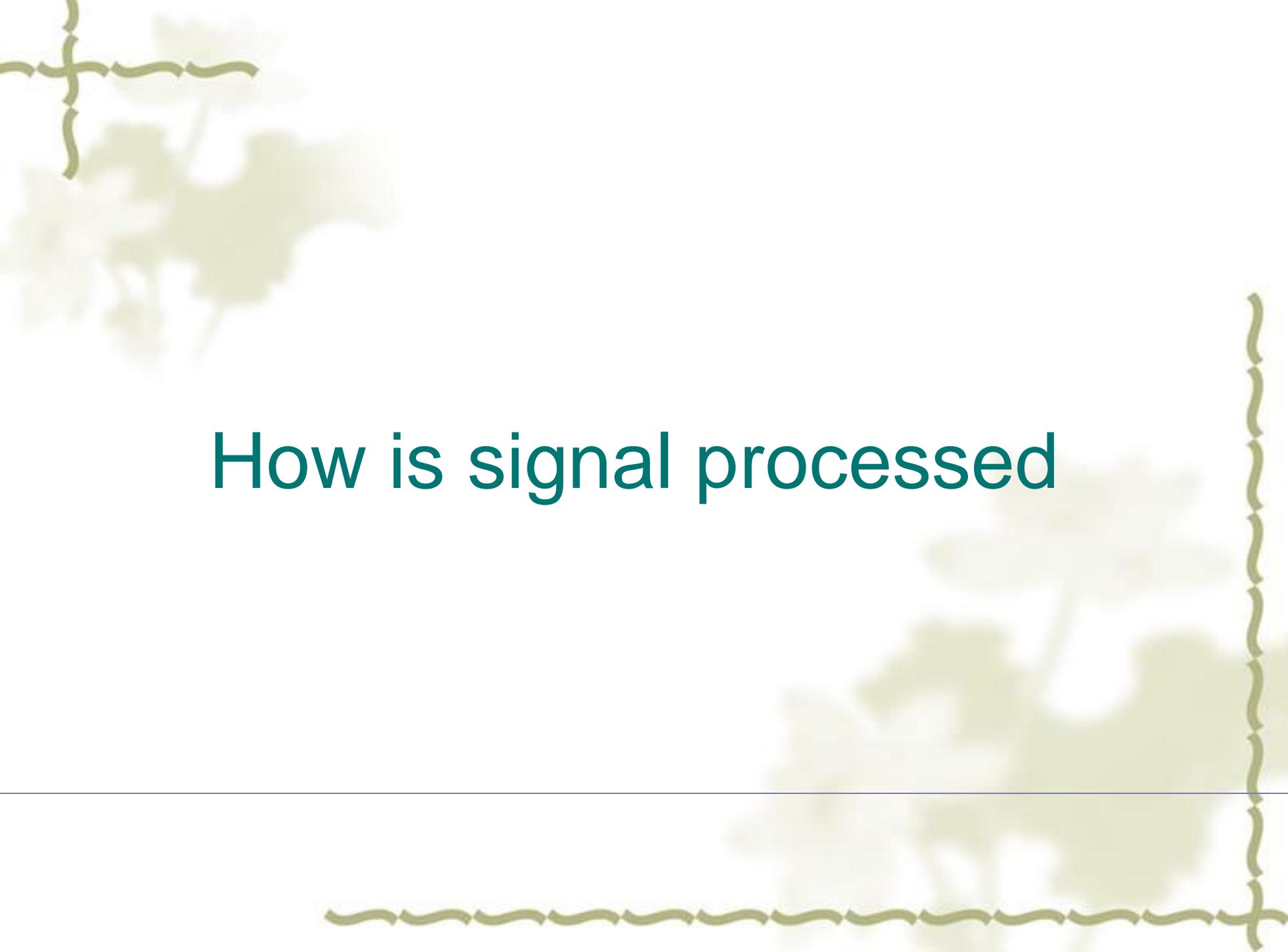
# Low inductance path



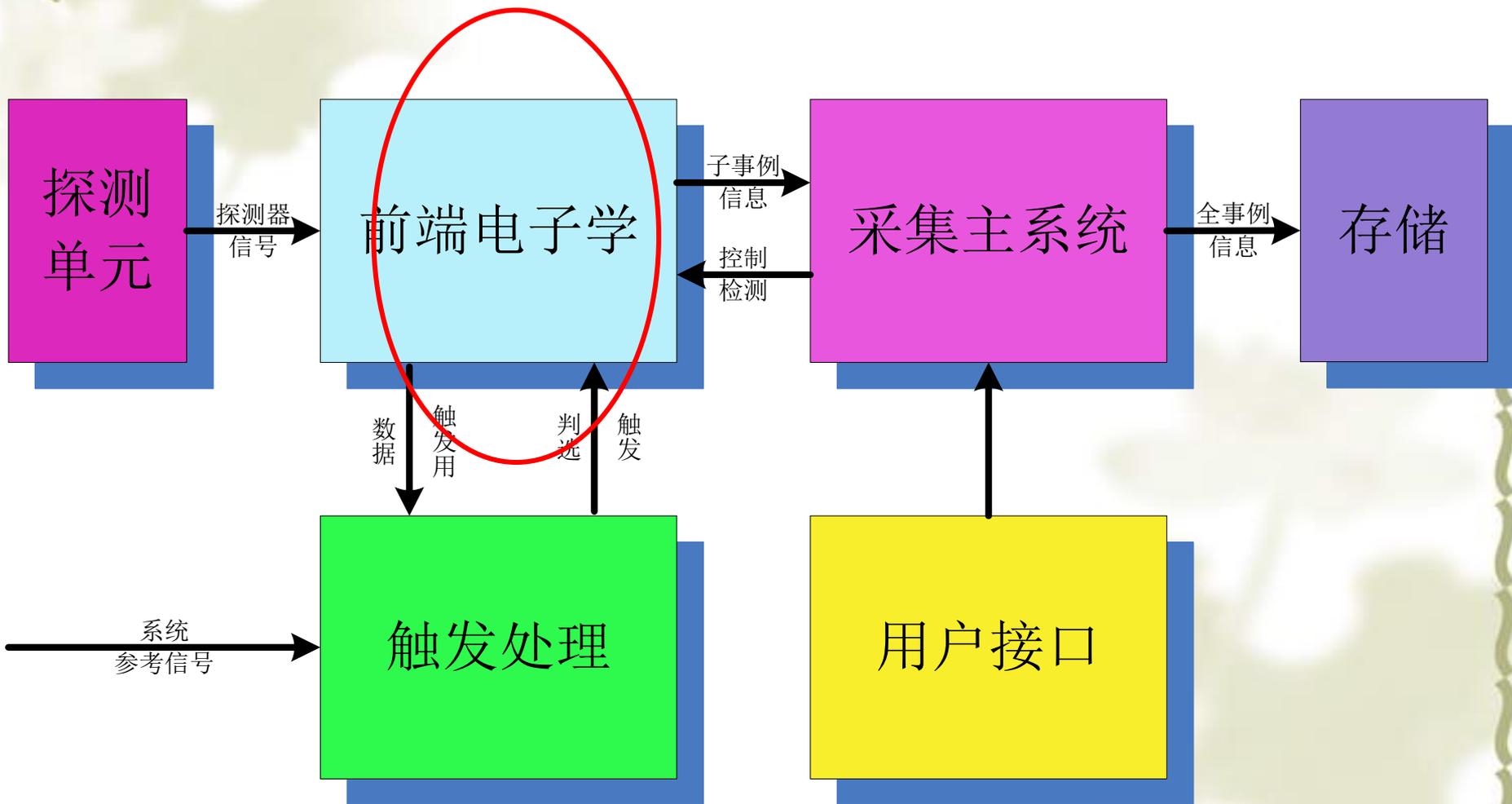
- ❖ The real path of high frequency signal are always as close to each other.

# Signal flow on detector





How is signal processed

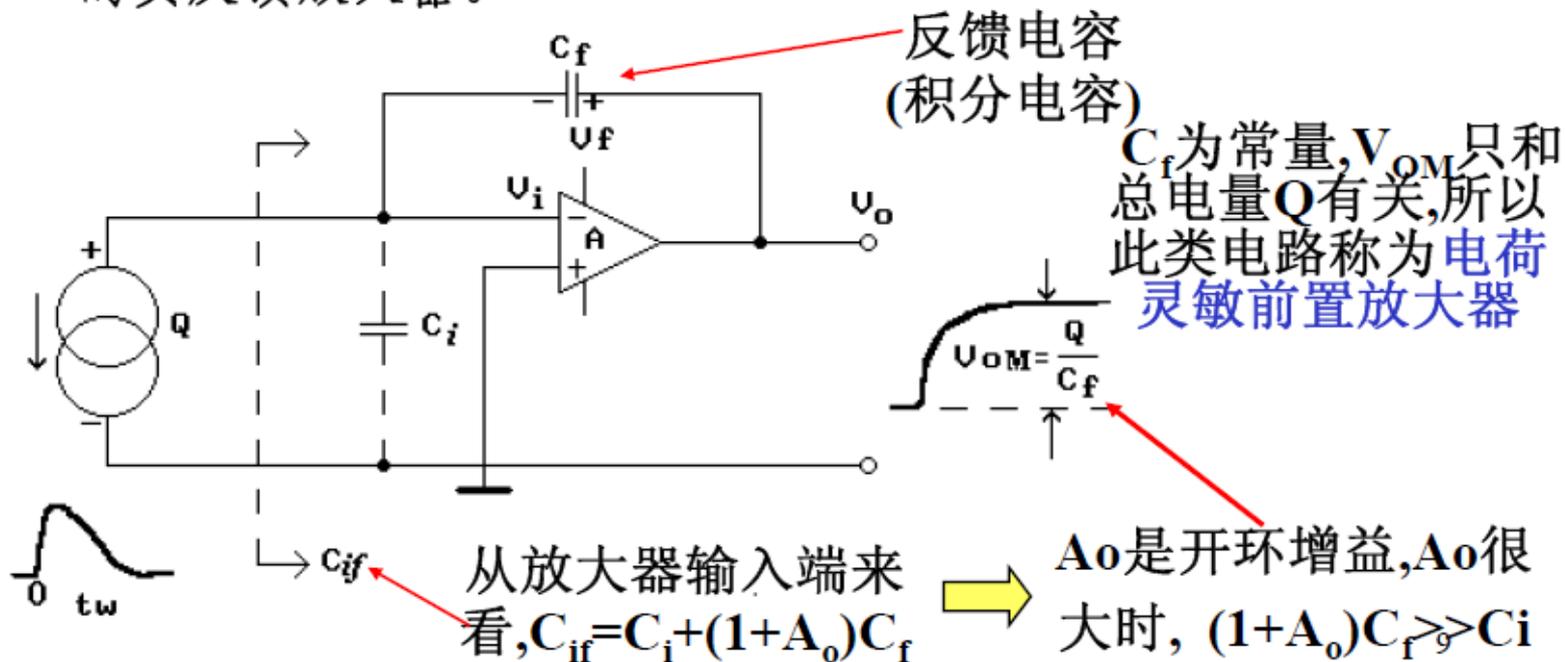


# 电荷灵敏型前置放大器

## • 基本结构和工作原理

— 带有电容负反馈的电流积分器

由高输入阻抗、高增益的倒相放大器与一个反馈电容组成的负反馈放大器。



# 工作原理

$$v_{O(\infty)} = -A_0 v_{i(\infty)} \quad \text{式子中 } v_{i(\infty)} \text{ 为输入信号。}$$

输入电荷为：
$$Q = \int_0^{t_w} i_i dt$$

电荷 
$$Q = -v_{i(\infty)} C_i + [v_{0(\infty)} - v_{i(\infty)}] C_f$$

$$V_{om} = v_{0(\infty)} = \frac{A_0 Q}{C_{ifo}} = \frac{A_0 Q}{C_i + (1 + A_0) C_f}$$

如果满足  $A_0 C_f \gg C_i + C_f$

有：
$$V_{om} \approx V_f \approx \frac{Q}{C_f}$$

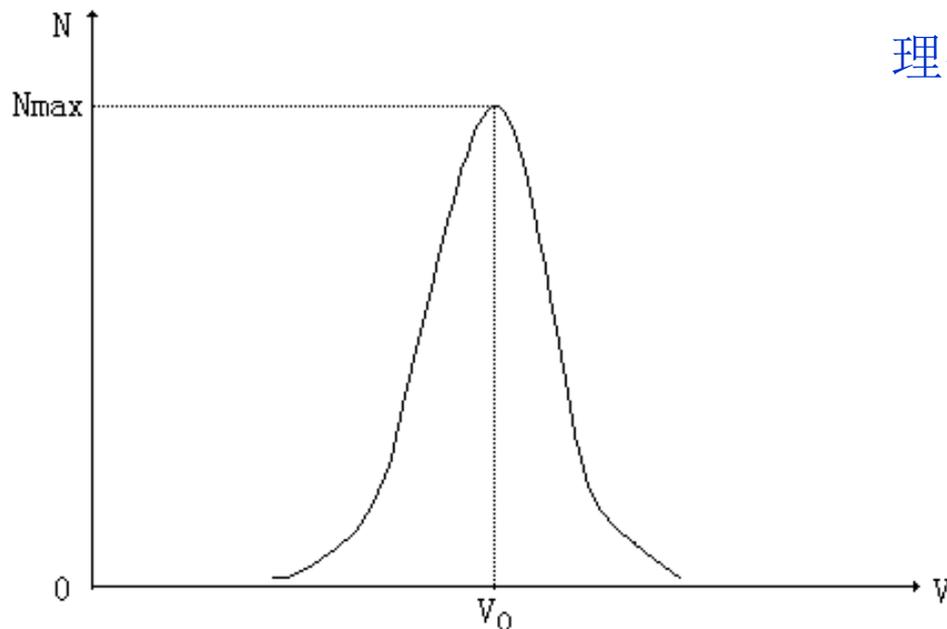
可以得到：当A足够大的时候只要保持反馈电容不变，不管输入电容和增益是否增大，其放大倍数都是稳定的了。

- ❖ 与反馈电容并联的电阻起到泄放电荷的作用，一般取值为 $10^8—10^9\Omega$ ，太小了会增加噪声，太大了起不到泄放作用。另一个作用是产生直流负反馈以稳定放大器直流工作点。

# 能谱测量

探测器：沉积能量 $E \propto$  探测器信号电荷量 $Q$

前置电子学：探测器信号电荷量 $Q \propto$  前放输出电压 $V$



图(2-1-1) 幅度谱曲线

理想情况下：

$$\frac{N(E)}{N_0} = \begin{cases} 1 & E = E_0 \\ 0 & E \neq E_0 \end{cases}$$

实际测量：

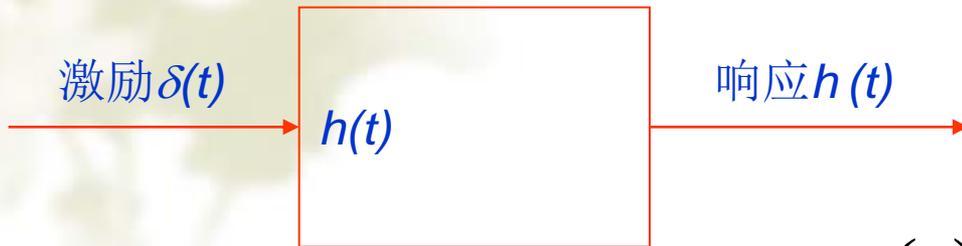
由峰位确定粒子能量；

由分布的宽度确定测量误差。

## 影响能谱仪能量分辨的几个因素

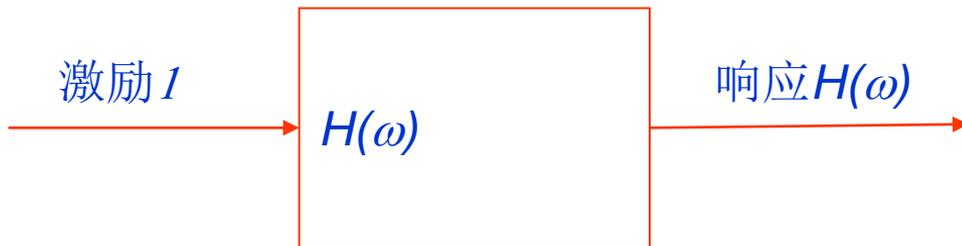
- ◆ **探测器的固有分辨**：电离或激发过程中的涨落，电离电子和光子的收集效率的涨落，电子雪崩的涨落，光电子转换的涨落等，方差为 $\sigma_D$ 。
- ◆ **噪声引起的谱线展宽**：电子学噪声随机涨落叠加在信号上，从而造成信号幅度的随机分布，加宽了能谱曲线。对能谱线展宽的方差贡献为 $\sigma_n$ 。
- ◆ **堆积和基线涨落**：探测器产生的信号在时间上是随机的，因而有可能出现后面信号叠加前一个信号尾巴上的情况，对谱线方差贡献为 $\sigma_p$ 。
- ◆ **径迹亏损（弹道亏损）**：探测器电流脉冲并不是理想冲击信号，存在着一定宽度和一定形状，电子学对于不同宽度和形状的信号响应会有所不同，造成输出信号幅度波动，因而也会引起谱线展宽 $\sigma_b$ 。

# 探测器信号处理方法



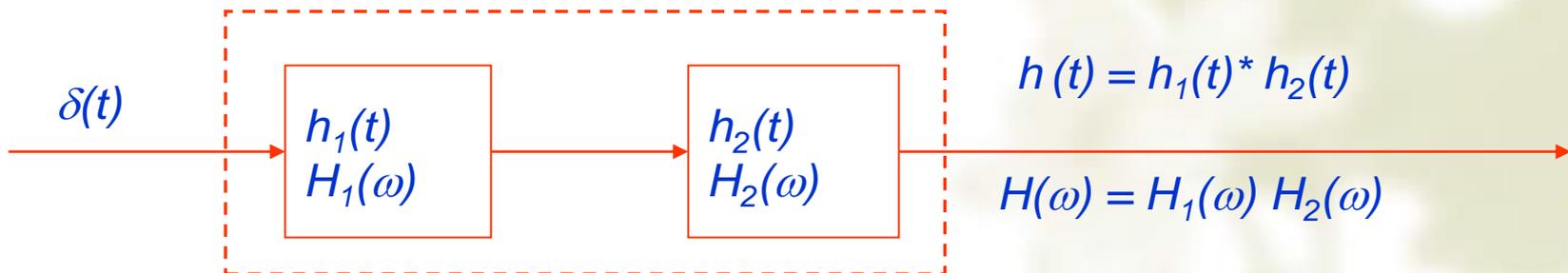
$$h(t): \delta(t) * h(t)$$

$$V_o(t) = \int V_i(t') h(t - t') dt'$$

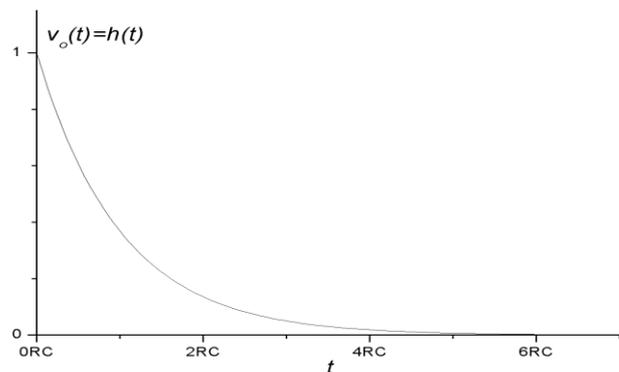
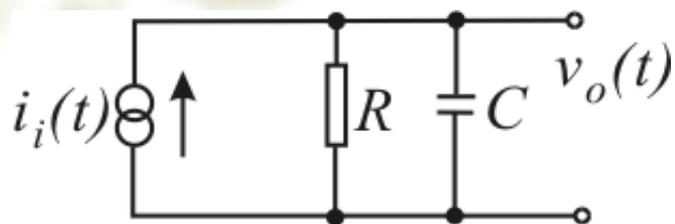


$$H(\omega): 1 \cdot H(\omega)$$

$$V_o(\omega) = V_i(\omega) h(\omega)$$



# 积分电路



频域响应函数:

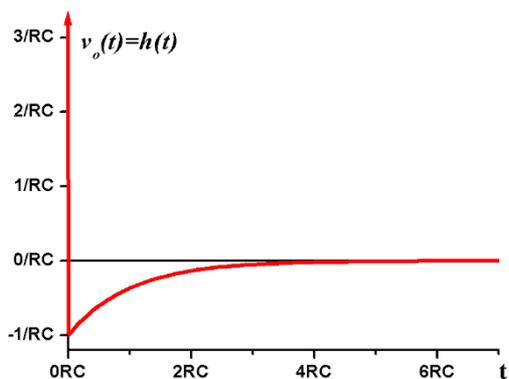
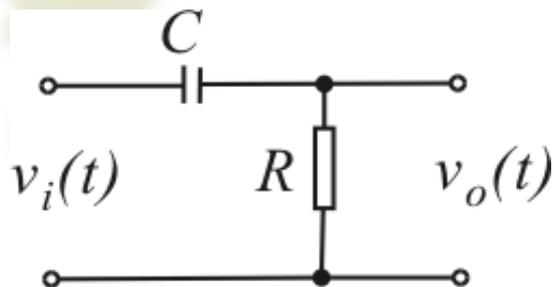
$$\begin{aligned} H(\omega) &= V_o(\omega) / I_i(\omega) = Z(\omega) \\ &= \frac{Z_R \cdot Z_C}{Z_R + Z_C} = \frac{R / (j\omega C)}{R + 1 / (j\omega C)} \\ &= \frac{R}{1 + j\omega RC} \end{aligned}$$

输入  $\delta(t)$ :

$$\begin{aligned} V_o(\omega) &= \frac{R}{1 + j\omega RC} \\ V_o(t) &= \frac{1}{C} e^{-t/RC} u(t) \end{aligned}$$

$u$ 为阶跃函数

# 微分电路



频域相应函数:

$$\begin{aligned} H(\omega) &= V_o(\omega)/V_i(\omega) \\ &= \frac{Z_R}{Z_R + Z_C} = \frac{R}{R + 1/(j\omega C)} \\ &= \frac{j\omega RC}{1 + j\omega RC} = 1 - \frac{1}{1 + j\omega RC} \end{aligned}$$

输入电压  $\delta(t)$ :

$$\begin{aligned} V_o(\omega) &= 1 \left( 1 - \frac{1}{1 + j\omega RC} \right) \\ V_o(t) &= \delta(t) - \frac{1}{RC} e^{-t/RC} u(t) \end{aligned}$$

# 信号的复频域

- ❖ 拉普拉斯变换比傅里叶变换具有更广的适用性，因而通常使用拉普拉斯变换。方法和傅里叶变换类似

$$F(s) = \int_{-\infty}^{\infty} [f(t) \cdot u(t) e^{-\sigma t}] e^{-j\omega t} dt = \int_0^{\infty} f(t) \cdot e^{-st} dt, \text{ 其中 } s = \sigma + j\omega,$$

拉氏反变换：

$$f(t)u(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} F(s) \cdot e^{st} ds$$

# 信号成形

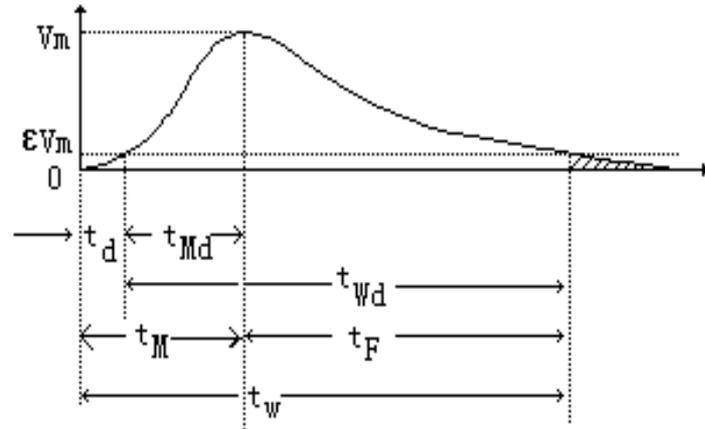
信号成形可以有效的降低探测误差：

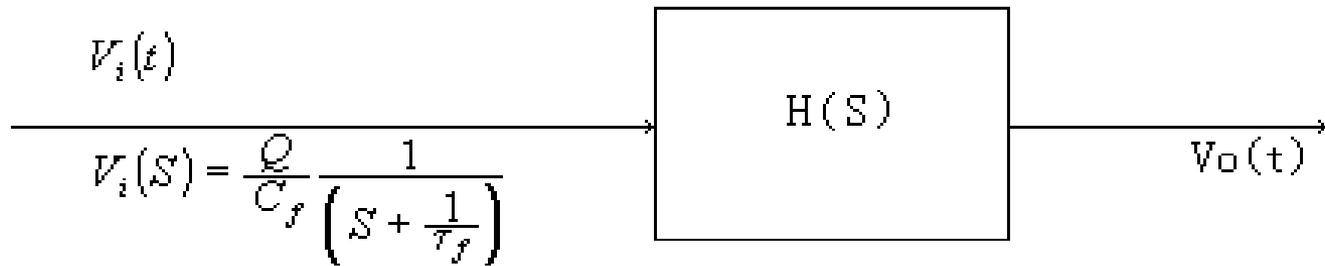
- 为了减少堆积和基线涨落对能谱线的影响，要求信号宽度尽可能窄，尾部拖的时间短。
- 为了减小径迹亏损的影响，要求波形顶部有一定平坦度等，

# 极零相消

电荷灵敏放大器的反馈回路存在泄放电阻，为了进行电荷积分，泄放电阻需要很大，这样泄放电流很小，是造成尾巴很长的根本原因

$$V(t) = \frac{Q}{C_f} e^{-t/\tau_f}$$





经过  $H(s)$  网络之后的输出为:

$$V_o(s) = V_i(s)H(s) = \frac{Q}{C_f} \cdot \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_f}} H(s)$$

如果  $H(s) = \frac{s - Z_1}{s - P_1}$  且其零点  $Z_1$  和极点  $P_0 = -1/\tau_f$  相等,

我们可以将长尾巴去掉, 而新的极点  $P_1$ , 选择大一点 (时间常数小一点) 那么最后将出现一个短小的尾巴, 这种方法就是极零相消方法。

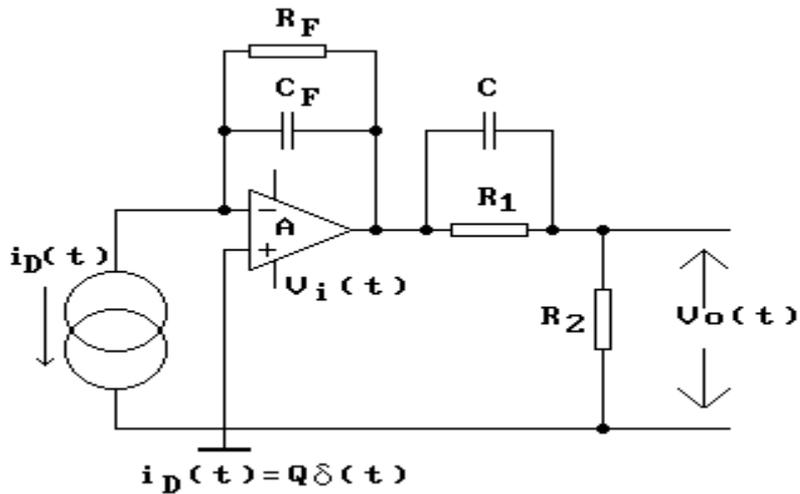
后续电路的激励函数如下：

$$H(S) = \frac{S + \frac{1}{\tau_1}}{S + \frac{1}{\tau_2}}$$

$$\text{其中 } \tau_2 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C$$

$$\tau_1 = R_1 C$$

调节  $R_1$  使  $\tau_1 = \tau_f$



则可以使输出信号变窄：

$$V_0(t) = \frac{Q}{C_f} e^{-t/\tau_2} \quad R_2 \ll R_1$$

# 径迹亏损

$$i_D(t) = \begin{cases} Q/\Delta T & 0 \leq t \leq \Delta T \\ 0 & t > \Delta T, t < 0 \end{cases}$$

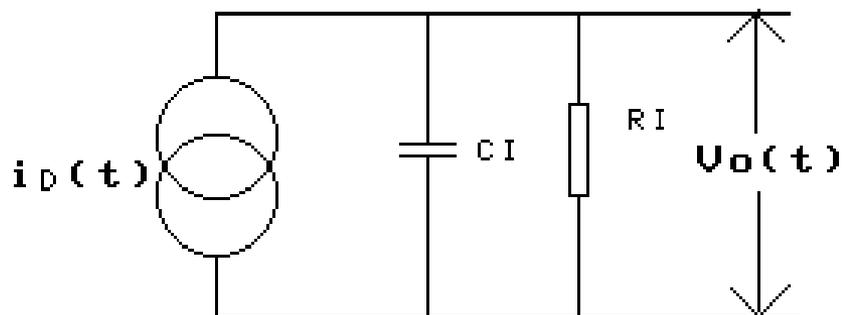


图 (2-1-3)

$$\int_0^{\infty} i_D(t) dt = Q$$

只有在  $\Delta T \rightarrow 0$  时  $i_D(t) = Q\delta(t)$

可以计算得到:  $V_o(t) = \frac{Q}{C_i} (-e^{-t/\tau_i}) \Rightarrow V_{om} = \frac{Q}{C_i}$

当 $\Delta T \neq 0$ 时

$$i_D(t) = \frac{Q}{\Delta T} [u(t) - u(t - \Delta T)]$$

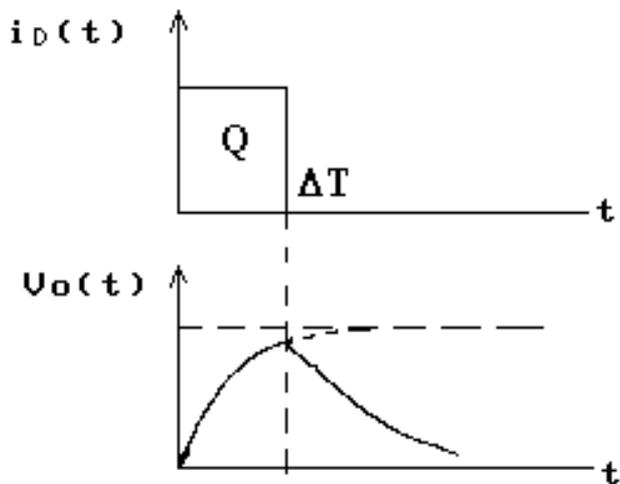
$$I_D(s) = \frac{Q}{\Delta T} \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s} e^{-s\Delta T} \right) = \frac{Q}{\Delta T} \left( \frac{1 - e^{-s\Delta T}}{s} \right)$$

而系统的传递函数

$$H(s) = Z_{R_i} // Z_{C_i} = \frac{1}{C_i} \frac{1}{s + 1/\tau_i}$$

$$\therefore V_o(s) = H(s) \cdot I_D(s)$$

$$= \frac{Q}{\Delta T C_i} \frac{1 - e^{-s\Delta T}}{s(s + \frac{1}{\tau_i})} = \frac{Q\tau_i}{\Delta T C_i} \left[ \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_i}} \right) - e^{-s\Delta T} \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_i}} \right) \right]$$



• 探测器产生电流为  $i_D(t)$ ，产生的幅度为  $V_{mT}$

• 电荷相同的冲击电流信号，在系统输出端的信号幅度为  $V_{m\delta}$ ，

$$D_B = \frac{V_{m\delta} - V_{mT}}{V_{m\delta}} = 1 - \frac{V_{mT}}{V_{m\delta}}$$

做拉氏反变换，

$$V_o(t) = \frac{QR_i}{\Delta T} [(1 - e^{-t/\tau_i})u(t) - (1 - e^{-(t-\Delta T)/\tau_i})u(t - \Delta T)]$$

$$= \begin{cases} \frac{QR_i}{\Delta T} [(1 - e^{-t/\tau_i})], 0 \leq t < \Delta T \\ \frac{QR_i}{\Delta T} e^{-t/\tau_i} [(1 - e^{-\Delta T/\tau_i})], t \geq \Delta T \end{cases}$$

最大值出现在  $t = \Delta T$  时，

$$V_{om} = \frac{QR_i}{\Delta T} (1 - e^{-\Delta T/\tau_i})$$

当  $\Delta T \ll \tau_i$  时，

$$V_{om} \approx \frac{QR_i}{\Delta T} [1 - (1 - \frac{\Delta T}{\tau_i} + \frac{1}{2} (\frac{\Delta T}{\tau_i})^2)]$$

$$= \frac{QR_i}{\tau_i} (1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{\tau_i})$$

比冲击电流输入时，输出电压幅度减少：

$$\Delta V_{om} = \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{\tau_i} V_{om}$$

# 简单例子：探测器的电流脉冲为矩形脉冲的情况

$$i_D(t-\tau) = \begin{cases} \frac{1}{T_d} & (t-T_d) \leq \tau \leq t \\ 0 & \text{其它的 } \tau \end{cases}$$

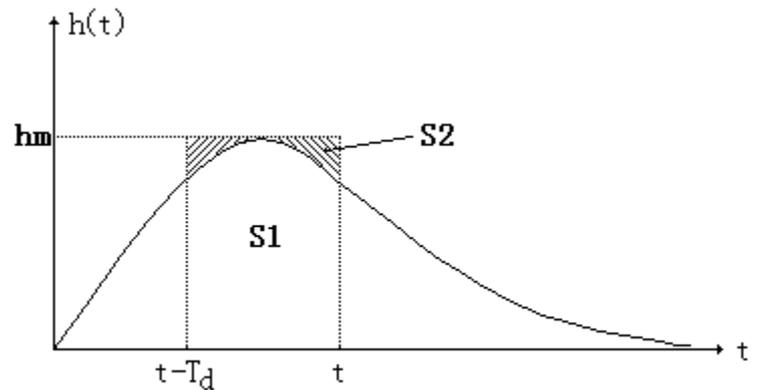
$$D_B = \frac{S_2 \text{ 面积}}{S_1 \text{ 面积} + S_2 \text{ 面积}}$$

$$v_o(t) = i_D(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} i_D(t-\tau)h(\tau)d\tau = \frac{1}{T_d} \int_{t-T_d}^t h(\tau)d\tau$$

$$V_{0mT} = \frac{1}{T_d} \left[ \int_{t-T_d}^t h(\tau)d\tau \right]_{\max}$$

$$V_{m\delta} = h_m$$

$$D_B = 1 - \frac{\left[ \int_{t-T_d}^t h(\tau)d\tau \right]_{\max}}{T_d h_m} = \frac{T_d h_m - \left[ \int_{t-T_d}^t h(\tau)d\tau \right]_{\max}}{T_d h_m}$$



若 $h(t)$ 存在一段宽度大于 $i_D(t)$ 的平顶, 则  $S_2$  面积  $\rightarrow 0$ ,  $D_B \rightarrow 0$ 。

$h(t)$  顶部越平坦, 径迹亏损就越小。

直观上讲, 响应函数能够保持一段时间不泄放电荷, 则可以防止径迹亏损

