

➤ 上节回顾：

- 探测器是理想的电荷源，近似的电流源
- 脉冲电离室的总电流信号→电压信号
- 离子脉冲vs电子脉冲电离室
- 圆柱形vs屏栅电子脉冲电离室

➤ 本节提要：

- 脉冲探测器——能量分辨率、饱和特性vs坪特性、分辨时间vs时滞vs时间分辨能力，绝对vs本征探测效率
- 累计电离室——输出信号的期望值与涨落
- 正比计数器——离子电流vs电子电流谁是主体？可扩展的死时间与死时间校正

一. 脉冲电离室的**输出信号**

“**电荷** \rightarrow **电流** \rightarrow **电压**”

二. **圆柱形**电子脉冲电离室和**屏栅**电离室

三. 脉冲电离室输出**信号的测量**

四. 脉冲电离室的**性能**

1) 入射带电粒子的**数量**;

——通过对输出**脉冲数**进行测量。

2) 入射带电粒子的**能量**;

——通过对输出电压信号的**幅度**进行测量。

3) 确定入射粒子间的**时间关系**。

——通过对输出电压信号的**时间**进行测量。

你的身高是否 >1.6 米且 ≤ 1.7 米?

A 是

B 否

提交

请大家根据自己的身高在下面选项中进行投票。

- ☐ A ≤ 1.6 米
- ☐ B > 1.6 米, 但 ≤ 1.7 米
- ☐ C > 1.7 米, 但 ≤ 1.8 米
- ☐ D > 1.8 米, 但 ≤ 1.9 米
- ☐ E > 1.9 米, 但 ≤ 2.0 米
- ☐ F > 2.0 米

物理+电子学

沉积能量，
形成载流子，
形成电流

高压

R_L

探测器

前放

提升信噪比，
调节增益

主放

数字电子学

数据采集

算法、软件

数据分析

波形采集

多道分析器

单道分析器

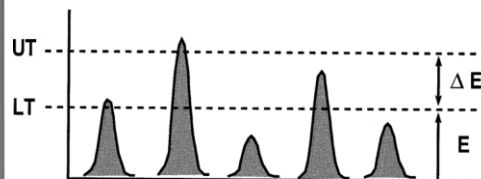
计算机

定标器



单道分析器及其原理

Input to SCA



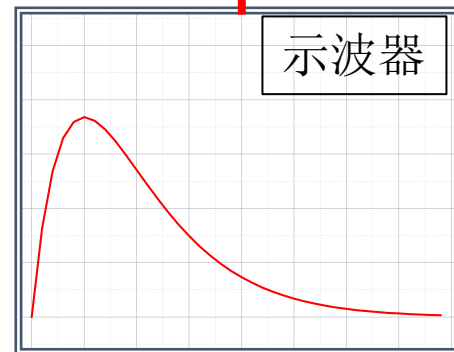
Output from SCA



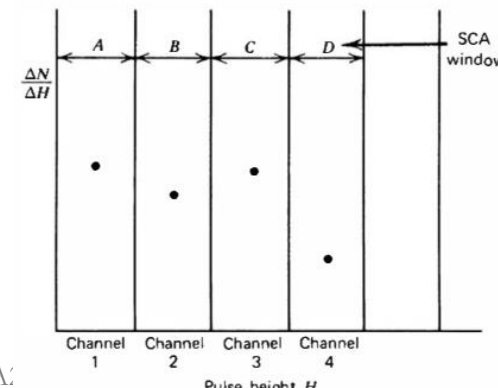
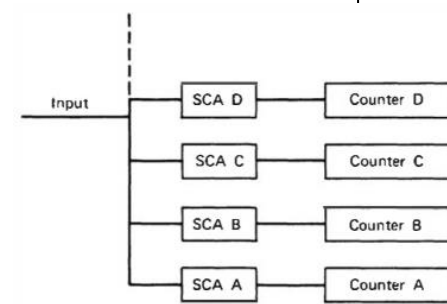
Counter
and/or
Ratemeter

对载流子电流做适
当处理，保护信息

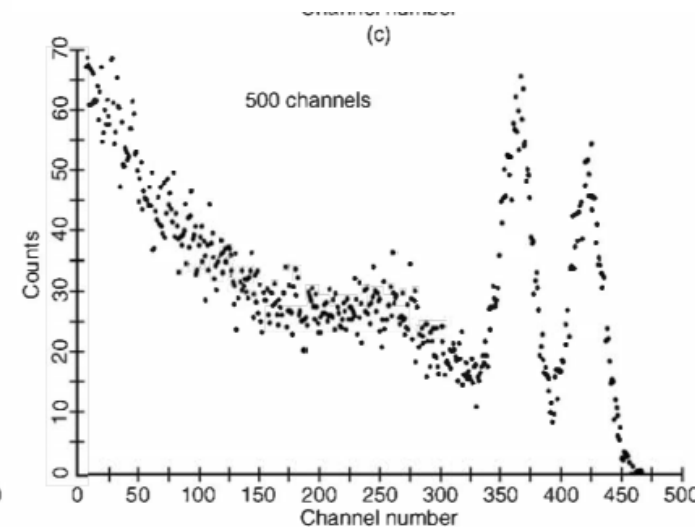
示波器



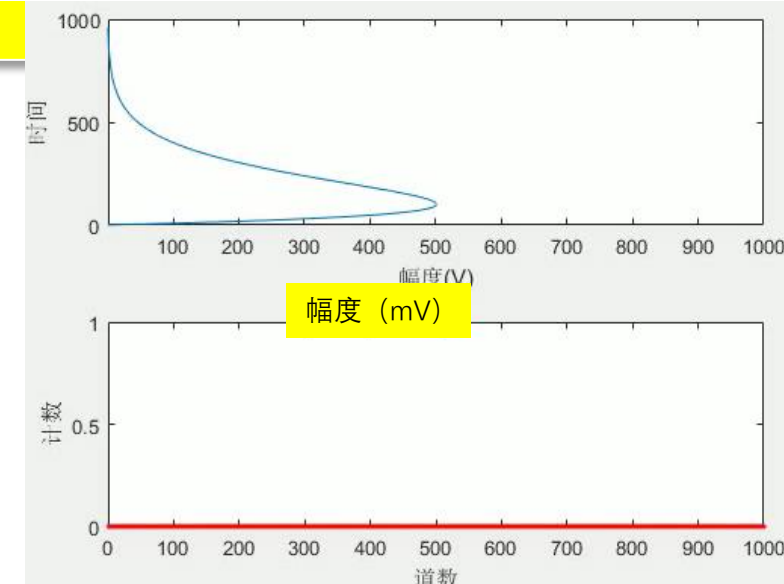
整个探测器系统的
性能于此被决定



多道分析器及得到的 ^{60}Co 能谱

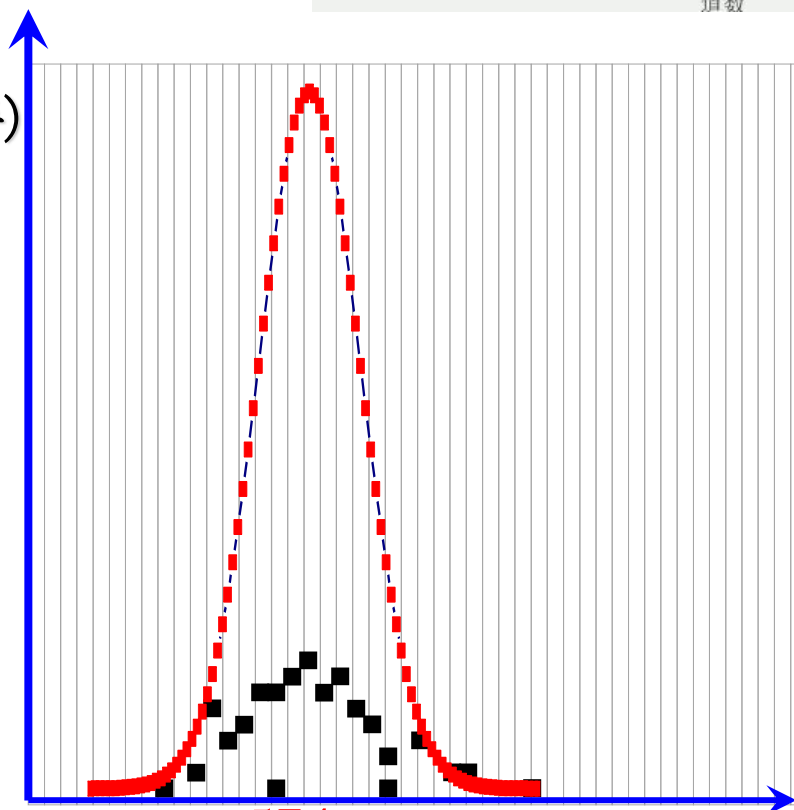


例如：1MeV α 粒子形成的能谱。载流子数目服从法诺分布→电压信号的幅度有涨落→多道分析器的ADC结果是随机数。



粒子编号	1	2	...	100	∞
1MeV α 粒子	1MeV	1MeV		1MeV	
电离效应（法诺分布）					
随机离子对数	28031	29520		28707	
电路成型					
随机电压幅度	5.606V	5.904V		5.74V	
多道分析					
ADC结果(随机)	574	605		588	

计数(率)



道数

一. 脉冲电离室的**输出信号**

“**电荷** \rightarrow **电流** \rightarrow **电压**”

二. **圆柱形**电子脉冲电离室和**屏栅**电离室

三. 脉冲电离室输出**信号的测量**

四. 脉冲电离室的**性能**

1. 能量分辨率

2. 饱和特性曲线

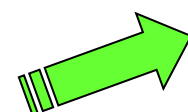
3. 坪特性曲线

4. 探测效率

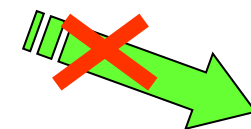
5. 时间特性

- 脉冲电离室常用来测量带电粒子的**能量**。单能带电粒子若将**全部能量**都损耗在灵敏体积内，则输出电压脉冲的**幅度**反映了单个入射带电粒子**能量**的**大小**。

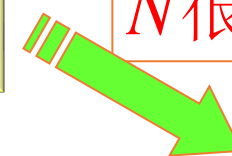
电离过程中的多次碰撞之间**并非完全独立**



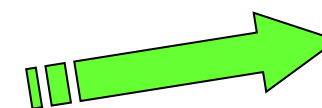
离子对数目**N**服从**法诺分布**



泊松分布



N很大



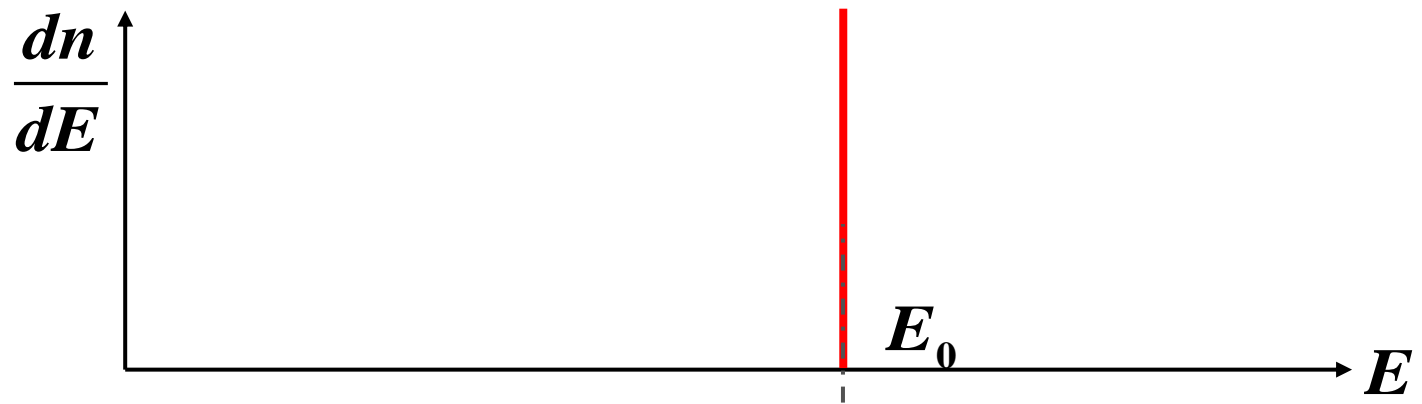
N服从高斯分布

由关系式：

$$h = \frac{Ne}{C_0}$$

电离室输出**脉冲幅度h**同样服从**高斯分布**

$$P(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_h} e^{-\frac{(h - \bar{h})^2}{2\sigma_h^2}}$$



$$\bar{h} = \frac{\overline{N}e}{C_0} \rightarrow \nu_h = \nu_N$$

能量分辨率:

重要定义: 能量分辨率

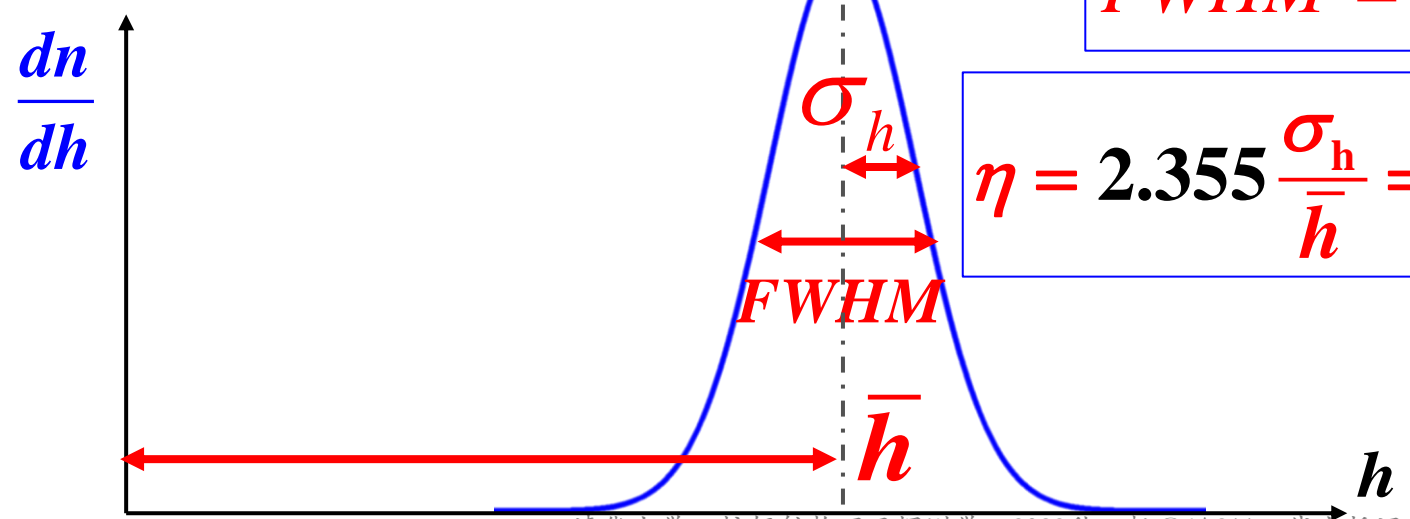
$$\eta = \frac{FWHM}{\bar{h}}$$

$$FWHM = 2.355\sigma_h$$

$$\eta = 2.355 \frac{\sigma_h}{\bar{h}} = 2.355\nu_h$$

$$\begin{aligned} \eta &\equiv \frac{FWHM}{\bar{h}} \\ &= \frac{2.355\sigma_h}{\bar{h}} \\ &= 2.355\nu_h \\ &= 2.355\nu_N \\ &= 2.355\sqrt{\frac{F}{\overline{N}}} \\ &= 2.355\sqrt{\frac{FW}{E}} \end{aligned}$$

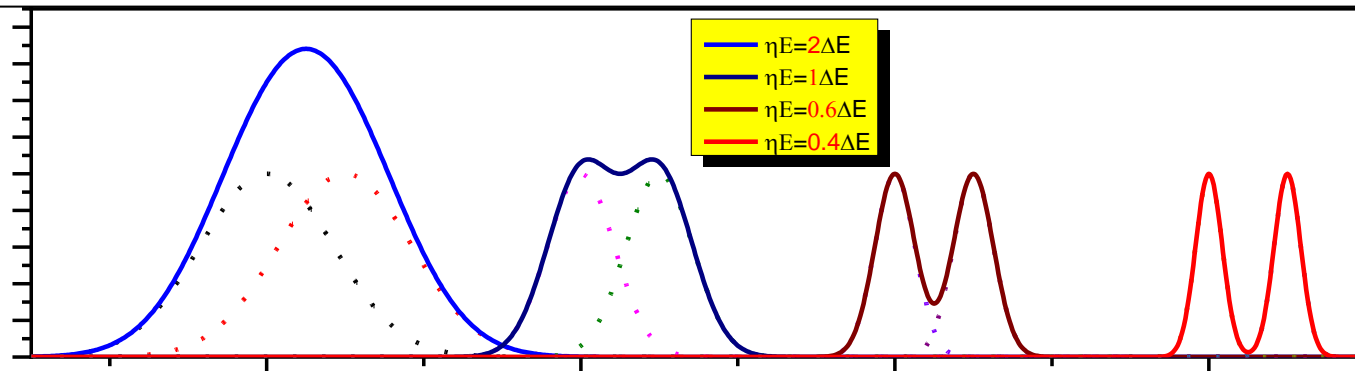
多道测量的脉冲幅度谱



I. 它反映了谱仪对入射粒子**能量的分辨能力**，其**越好**，可区分的能量**差别**也**越小**，是谱仪的**主要指标**之一。

II. 能量分辨率**不可能为0**，因为**统计涨落**必然存在。

它的影响因素包括：



➔ ① **statistical: 统计涨落**

决定了谱仪所能达到的**理论极限值**

➔ ② **drift: 测量工作中条件的不稳定**

➔ ③ **noise: 探测器或电子学的随机噪声**

$$\eta = 2.355 \frac{\sqrt{FW}}{\sqrt{E}}$$

探测器类型

射线(沉积)的能量

无量纲数

半导体探测器常用**半宽度**

FWHM表征能量分辨特性。(keV)

量纲是什么?

$$\eta = \frac{FWHM}{\bar{h}}$$

$$FWHM = \Delta E = \eta E = 2.355 \sqrt{FWE}$$

$$FWHM_{total}^2 = (FWHM)_{statistical}^2 + (FWHM)_{drift}^2 + (FWHM)_{noise}^2 + \dots$$

考虑
drift

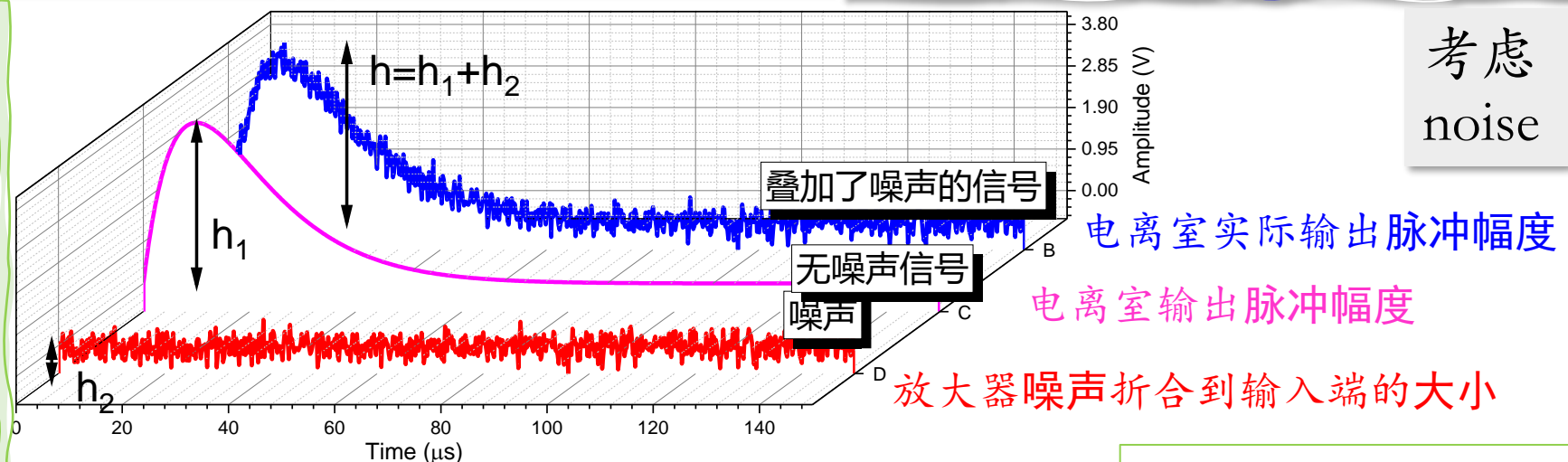
对于电离室谱仪, 放大器输出的**脉冲幅度**为:

$$h_A = \frac{Ne}{C_0} \cdot A$$

这里**A**为放大器的**放大倍数**,
是一个**连续型随机变量**。

则: $\nu_{h_A}^2 = \nu_N^2 + \nu_A^2$

$$\nu_{h_A}^2 = \frac{F}{N} + \nu_A^2$$

考虑
noise

放大器噪声对输出幅度涨落的影响是**叠加**关系: $h = h_1 + h_2$

平均值:

$$\bar{h} = \bar{h}_1 + \bar{h}_2 = \bar{h}_1$$

方差:

$$\sigma_h^2 = \sigma_{h_1}^2 + \sigma_{h_2}^2$$

幅度**相对均方涨落**:

$$\nu_h^2 = \frac{\sigma_{h_1}^2}{\bar{h}_1^2} + \frac{\sigma_{h_2}^2}{\bar{h}_1^2} = \frac{F}{N} + \frac{1}{J^2}$$

信噪比:

$$J = \frac{\bar{h}_1}{\sigma_{h_2}}$$

三项都考虑: Statistical + drift + noise

综合考虑放大器**放大倍数A**的涨落, **放大器噪声**的影响, 则电离室谱仪放大器输出**信号**的**相对均方涨落**为:

$$v_{h_A}^2 = \frac{F}{\bar{N}} + v_A^2 + \frac{1}{J^2}$$

能量分辨率:

$$\eta_A = 2.355 v_{h_A} = 2.355 \sqrt{\frac{F}{\bar{N}} + v_A^2 + \frac{1}{J^2}}$$

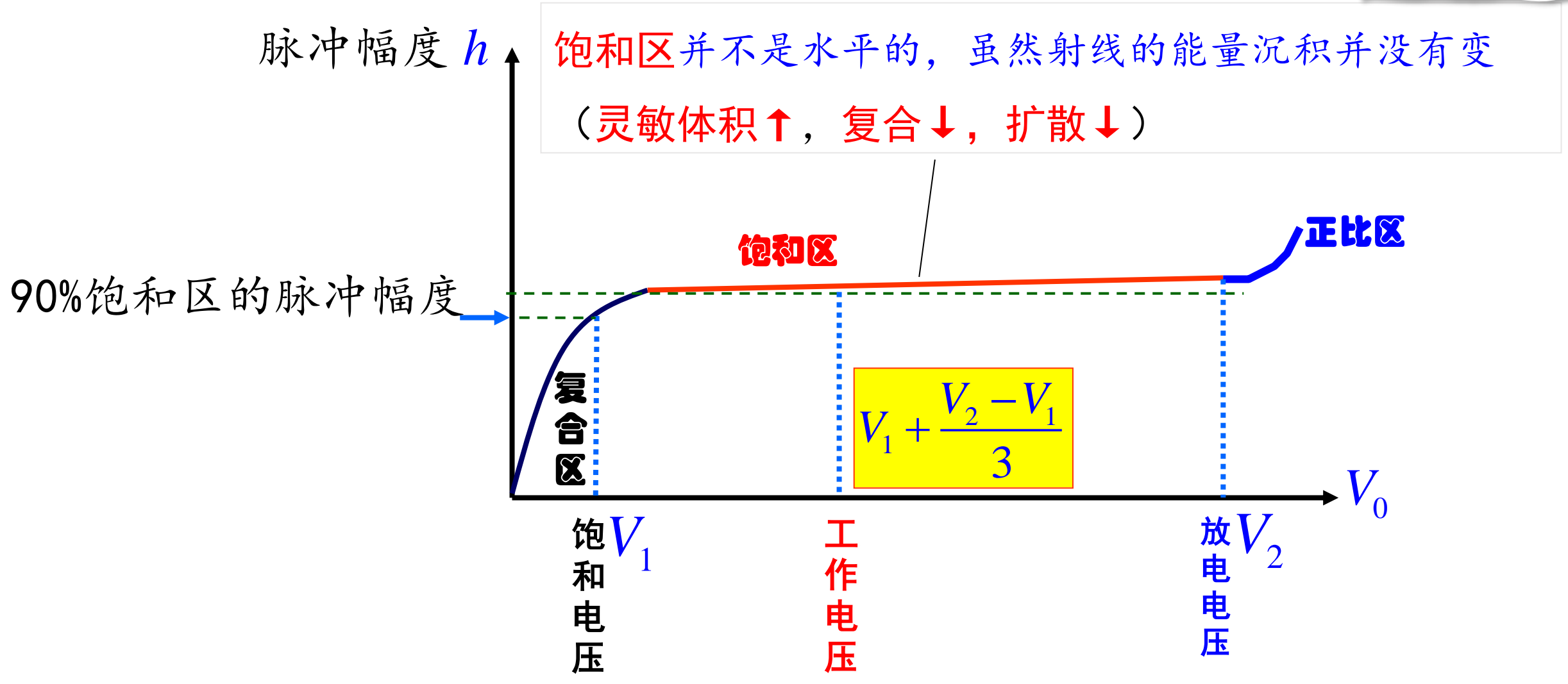
已知某能量为 E 的 α 粒子在被测量后，由统计涨落引起的能量分辨率为 η ，则若 α 粒子的能量变为 $4E$ ，仅考虑统计涨落的贡献，该分辨率会变为多少？

- ☐ A η
- ☐ B 2η
- ☒ C 0.5η
- ☐ D 4η
- ☐ E 0.25η

提交

- 1. 能量分辨率
- 2. 饱和特性曲线
- 3. 坪特性曲线
- 4. 探测效率
- 5. 时间特性

饱和特性曲线——脉冲幅度 h 与电离室工作电压 V_0 的关系曲线。



影响因素：离子和电子的**复合**或**扩散**效应，随工作电压 V_0 的**升高**，

下面几个因素会改变：

- 灵敏体积增加

$$-\left(\frac{\Delta I_0}{I_0}\right)_{rec} = \frac{\alpha N_0 d^2}{6u^+ u^-}$$

复合系数 α 离子对数/(s/cm³) N_0 板间距 d 正负离(电)子漂移速度 $u^+ u^-$

- 对复合的抑制

有无电场时**载流子**的平均动能比

$$-\left(\frac{\Delta I_0}{I_0}\right)_{dif} = \frac{\eta kT}{eV_0}$$

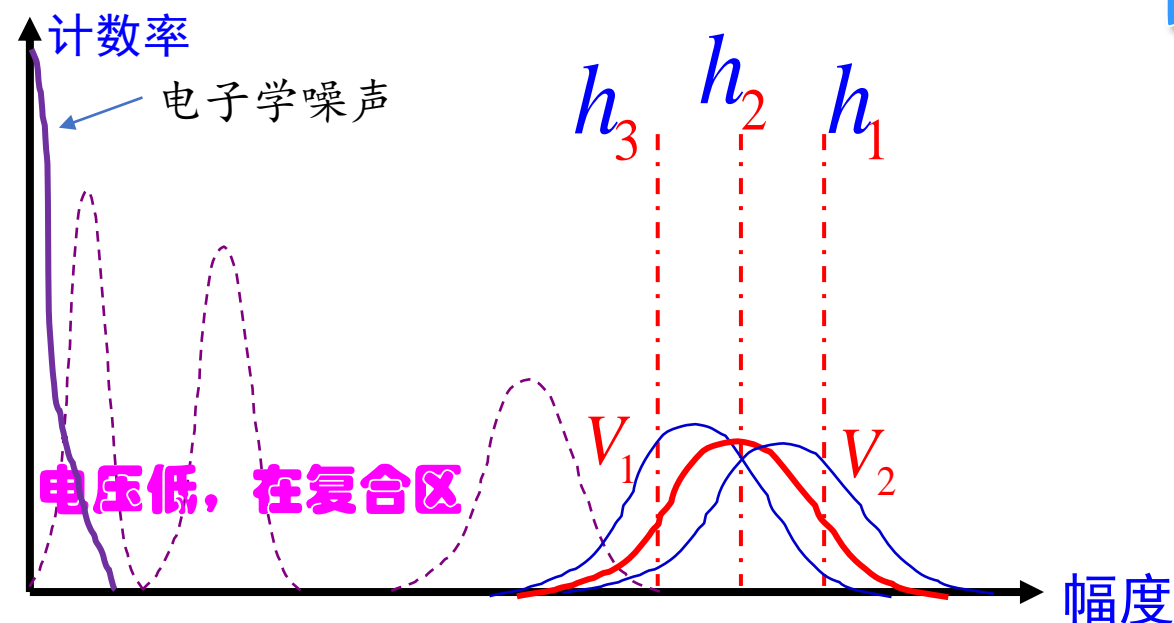
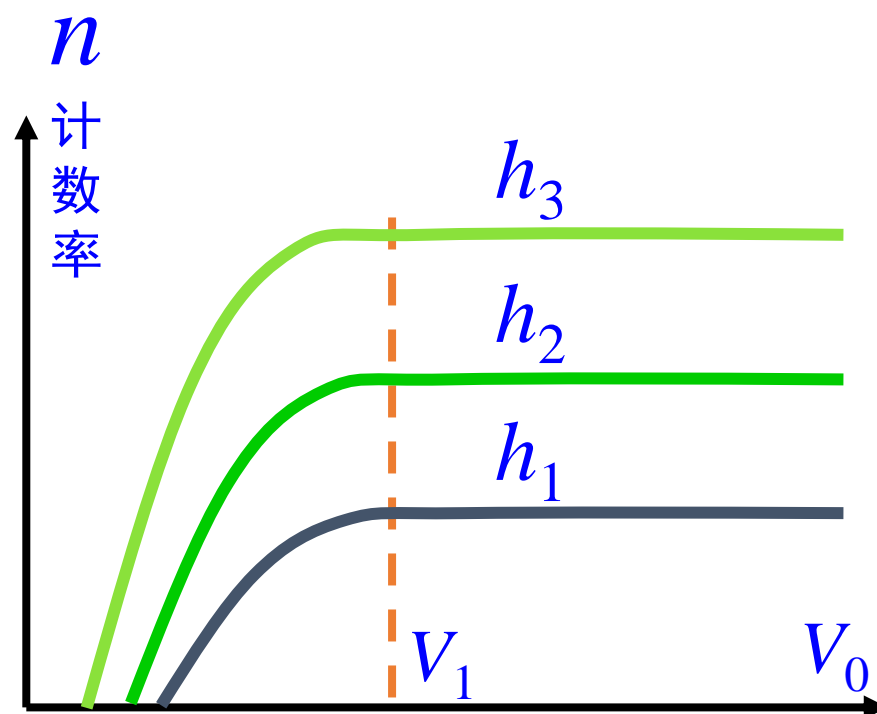
η 载流子平均动能比

- 对扩散的抑制

1. 能量分辨率
2. 饱和特性曲线
3. 坪特性曲线
4. 探测效率
5. 时间特性

坪特性曲线---电离室的计数率 n 与工作电压 V_0 的关系曲线。

- 入射粒子束流**强度不变**
- 入射粒子的**能量不变**



当输出脉冲幅度饱和后，**计数率不再**随工作电压**变化**；
甄别阈改变时，**坪曲线**也会改变；

1. 能量分辨率
2. 饱和特性曲线
3. 坪特性曲线
4. 探测效率
5. 时间特性

定义1：绝对探测效率

(absolute detection efficiency)

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{记录下来的脉冲数}}{\text{放射源放出的粒子数}}$$

定义2：本征探测效率

(intrinsic detection efficiency)

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{记录下来的脉冲数}}{\text{射入电离室灵敏体积的粒子数}}$$

对**带电**射线： $\varepsilon_{int} \leq 100\%$

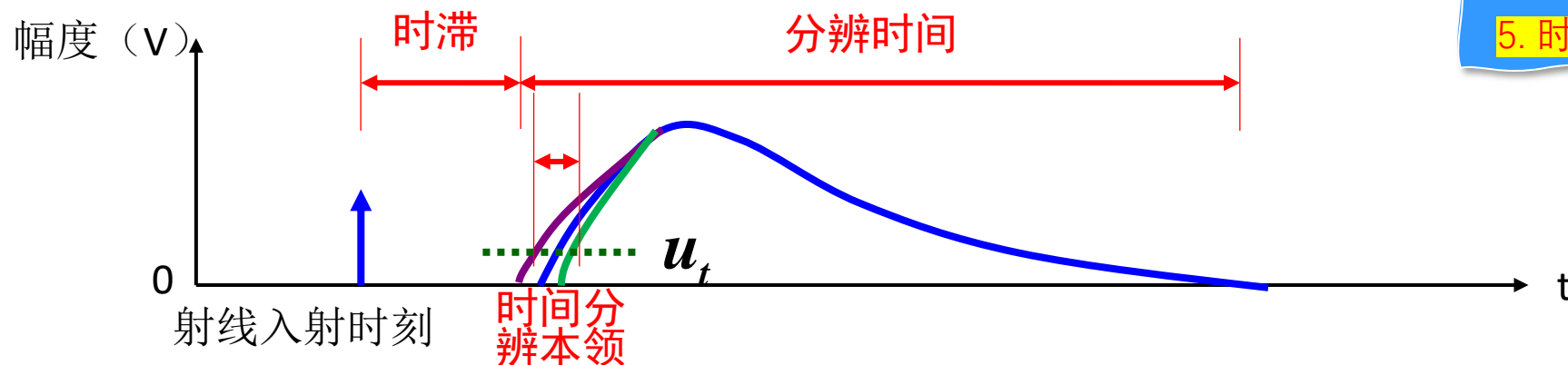
- $dE/dx > 0 \rightarrow$ 能量沉积 $E_{dep} = (dE/dx)_{ave} \times D > 0 \rightarrow \varepsilon_{int} = 100\%$?
- 带电粒子可能在灵敏体积内**损失**的**能量较少**, 且电离过程是**涨落**的, 信号脉冲幅度**<甄别阈**时, 不能被记录;

对**中性**射线首先取决于:

- 与介质作用产生**次级带电粒子**的**概率**: $\varepsilon = 1 - e^{-N\sigma D}$
- 次级带电粒子**能否进入灵敏体积并沉积足够多能量**。

1. 能量分辨率
2. 饱和特性曲线
3. 坪特性曲线
4. 探测效率

5. 时间特性——常用的三种指标



① **分辨时间**——能分辨开两个相继入射粒子间的**最小时间间隔**，由输出**回路参数**和**放大器**的**时间常数**决定。

② **时滞**——入射粒子的**入射**时刻与输出**脉冲产生**的**时间差**。

③ **时间分辨本领**——由探测器输出脉冲来**确定**入射粒子**入射时刻的精度**。

§ 8.1 气体中离子与电子的运动规律

§ 8.2 电离室的工作机制和输出回路

§ 8.3 脉冲电离室

✓ § 8.4 累计电离室

§ 8.5 正比计数器

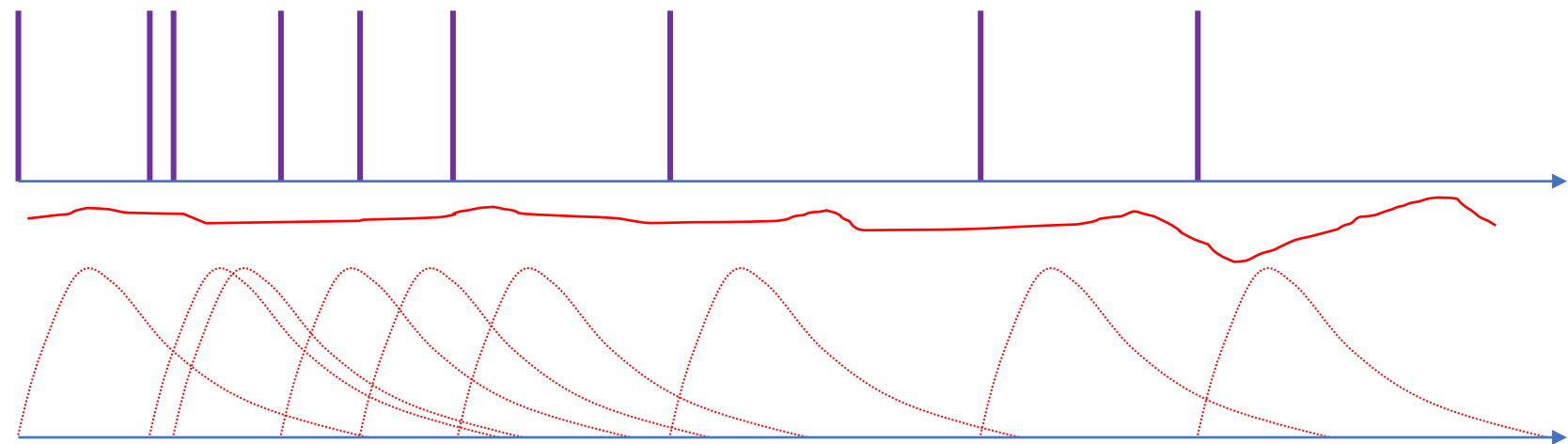
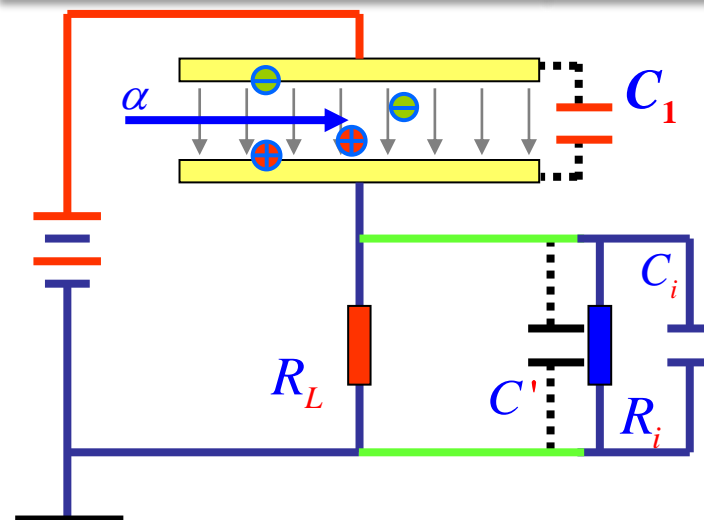
§ 8.6 G-M计数管

一. 累计电离室的**输出信号**

二. 累计电离室输出信号的**涨落**

三. 累计电离室的主要性能

四. 累计电离室的应用



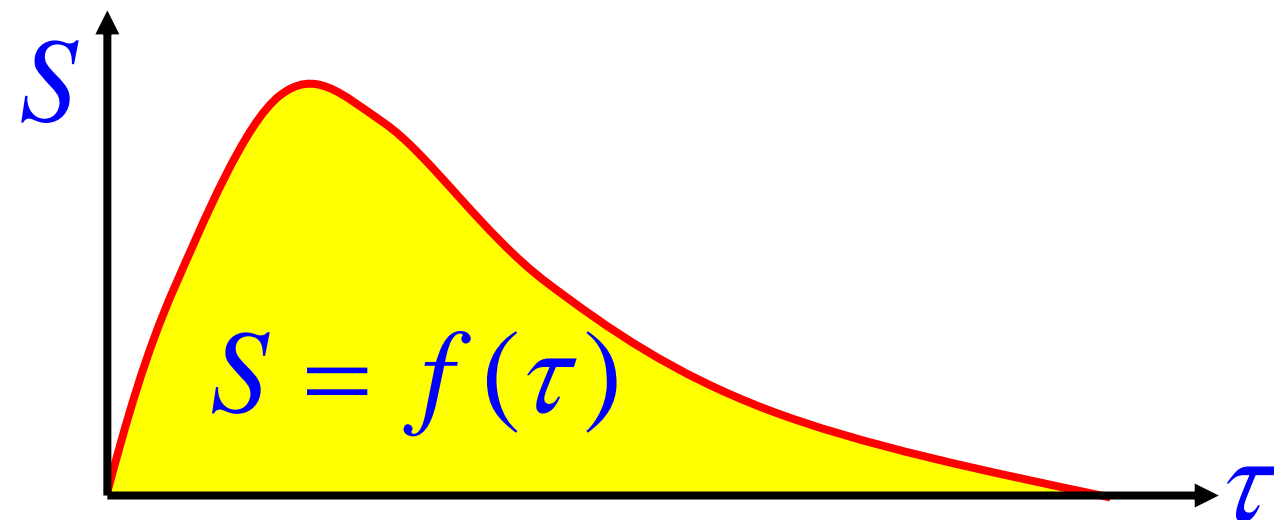
➤ 入射粒子的强度 **n 很大时**，各个脉冲之间会发生叠加，探测器将无法再工作于 **脉冲模式**，电离室的输出信号反映的是大量入射粒子的 **平均** 电离效应，其工作在 **累计** 或 **电流** 工作状态，此时电离室称作 “**累计电离室**” 或 “**电流电离室**”。

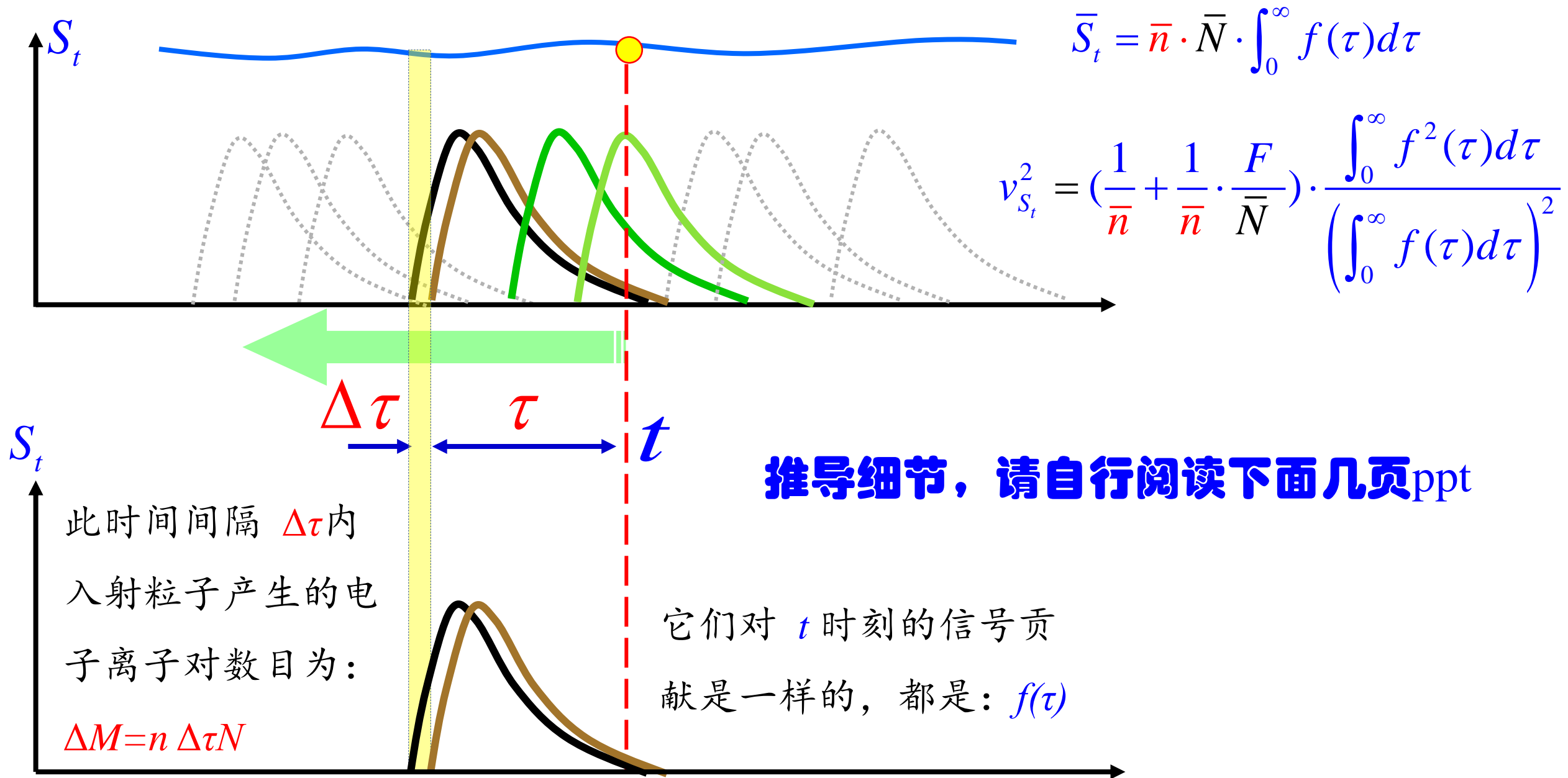
① **直流电压**——入射粒子流 **强度足够大**，以至于在 $R_0 C_0$ 时间内的入射 **粒子数 $\gg 1$** ；

② **直流电流**——或强到在 **离子收集时间 T^+ 内** 就有大量粒子入射，即使 $R_0 C_0 = 0$ ， $I_0(t)$ 也反映了大量粒子的 **平均电离效应**。

假设:

1. 单位时间内射入灵敏体积带电粒子数目的平均值 \bar{n} 不变
2. 带电粒子在灵敏体积内产生的离子对数目的平均值 \bar{N} 不变
3. 每个离子对产生后将立即使探测器产生一输出信号:





t 时刻之前 $\tau \sim \tau + \Delta\tau$ 内的事件对 t 时刻**信号的贡献**为：

$$\Delta M \cdot f(\tau)$$

ΔM 是 $\Delta\tau$ 间隔内的**总电子离子对数目**：

- 第一级变量：在 $\Delta\tau$ 间隔内有 Δn 个粒子入射；
- 第二级变量：它们分别在探测器内产生 N_i 个电子**离子对**。

✓ 因此， ΔM 是由 Δn 及 N 串级而成的**串级型随机变量**。

t 时刻的总信号 S_t 应当是 t 以前(τ 由 $0 \rightarrow \infty$)产生的离子对在 t 时刻的信号的**总和**：

$$S_t = \sum_{\tau=0}^{\infty} \Delta M \cdot f(\tau)$$

期望值不随时间改变

先处理一下 ΔM ，它是个串级变量

ΔM 平均值 $\overline{\Delta M} = \overline{\Delta n} \cdot \bar{N} \xrightarrow{\overline{\Delta n} = \bar{n} \cdot \Delta \tau} \bar{n} \cdot \Delta \tau \cdot \bar{N}$

Δn 遵守泊松分布：

$$\sigma_{\Delta n}^2 = \overline{\Delta n} = \bar{n} \cdot \Delta \tau$$

N 遵守法诺分布：

$$\sigma_N^2 = F \cdot \bar{N}$$

ΔM 方差

$$\begin{aligned}\sigma_{\Delta M}^2 &= \bar{N}^2 \sigma_{\Delta n}^2 + \overline{\Delta n} \sigma_N^2 \\ &= \bar{N}^2 \cdot \bar{n} \cdot \Delta \tau + \bar{n} \cdot \Delta \tau \cdot F \cdot \bar{N} \\ &= \bar{n} \cdot \Delta \tau (\bar{N}^2 + F \cdot \bar{N})\end{aligned}$$

现在，再继续处理 S_t ，先看看平均值

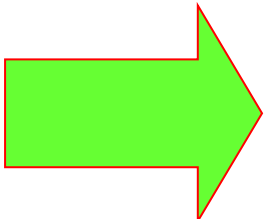
由于 $S_t = \sum_{\tau=0}^{\infty} \Delta M \cdot f(\tau)$

因此

S_t 的平均值为：

$$\bar{S}_t = \sum_{\tau=0}^{\infty} \overline{\Delta M} \cdot f(\tau) = \sum_{\tau=0}^{\infty} \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \Delta \tau \cdot f(\tau)$$

$$\bar{S}_t = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \sum_{\tau=0}^{\infty} f(\tau) \Delta \tau = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau$$

令： $b = \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau$  $\bar{S}_t = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot b$

S_t 的相对均方涨落

$$\sigma_{S_t}^2 = \sum_{\tau=0}^{\infty} D[\Delta M \cdot f(\tau)] = \sum_{\tau=0}^{\infty} f^2(\tau) \cdot \sigma_{\Delta M}^2$$

不同 $\Delta\tau$ 内产生的 ΔM 是**相互独立**的。

$$\sigma_{S_t}^2 = \sum_{\tau=0}^{\infty} f^2(\tau) \cdot \bar{n}(\bar{N}^2 + F\bar{N})\Delta\tau = \bar{n}(\bar{N}^2 + F\bar{N}) \cdot \int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau$$

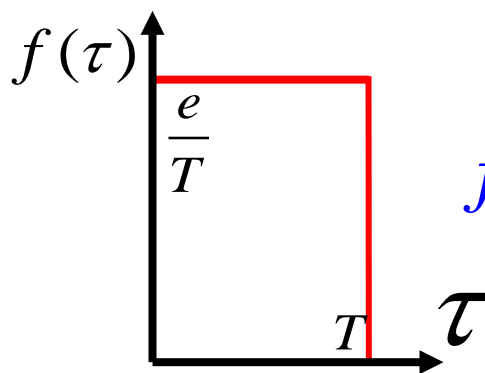
$$v_{S_t}^2 = \frac{\sigma_{S_t}^2}{(\bar{S}_t)^2} = \frac{\bar{n}(\bar{N}^2 + F\bar{N}) \cdot \int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau}{(\bar{n} \cdot \bar{N} \cdot b)^2} = \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{\int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau}{\left(\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau\right)^2}$$

可以看出，相对均方涨落有如下特点：

- 累计信号的相对均方涨落**主要决定于入射粒子数的涨落**。
- 离子对数**N的涨落**对于累计信号的相对均方涨落的影响**很小**。

例1: 输出电流信号的平均值与涨落

用**宽度为T的矩形脉冲**近似代表一对离子所产生的**电流信号 $f(\tau)$**



$$f(\tau) = \begin{cases} \frac{e}{T} & \tau \leq T \\ 0 & \tau > T \end{cases}$$

电流信号平均值:

则:

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = e$$

$$\bar{I} = \bar{S}_t = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot e$$

$$\int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau = e^2 / T$$

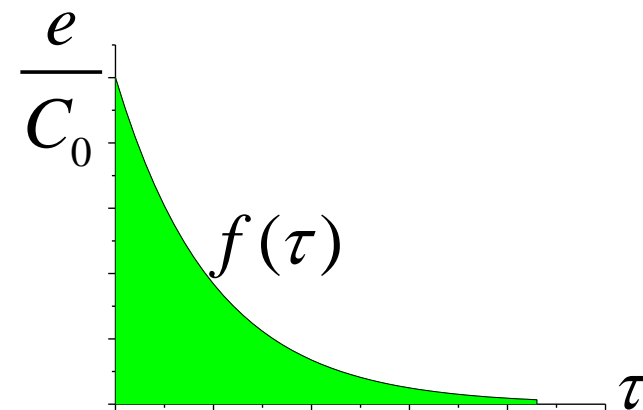
电流信号相对均方涨落:

$$v_I^2 = \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{\int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau}{\left(\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau \right)^2} \approx \frac{1}{\bar{n}} \frac{e^2 / T}{e^2} = \frac{1}{\bar{n} \cdot T}$$

例2：再来看看输出电压信号

当 $R_L \neq 0$ 时，在输出端输出一**直流电压**信号，一个离子对漂移在输出回路所产生的电压信号近似为一**指数衰减信号**：

$$f(\tau) = \frac{e}{C_0} e^{-\tau/R_0 C_0}$$



则：

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} \frac{e}{C_0} e^{-\tau/R_0 C_0} d\tau = \frac{e}{C_0} R_0 C_0 = e R_0$$

$$\int_0^{\infty} f^2(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} \frac{e^2}{C_0^2} e^{-2\tau/R_0 C_0} d\tau = \frac{e^2}{C_0^2} \frac{R_0 C_0}{2} = \frac{e^2 R_0}{2 C_0}$$

输出电压信号的平均值与涨落

电压信号平均值:

$$\bar{V} = \bar{S}_t = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \int_0^\infty f(\tau) d\tau = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot e \cdot R_0 = \bar{I}_0 \cdot R_0$$

电压信号相对均方涨落:

$$v_V^2 = \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{\int_0^\infty f^2(\tau) d\tau}{\left(\int_0^\infty f(\tau) d\tau\right)^2} \approx \frac{1}{\bar{n}} \frac{e^2 R_0 / 2C_0}{e^2 R_0^2} = \frac{1}{2R_0 C_0 \cdot \bar{n}}$$

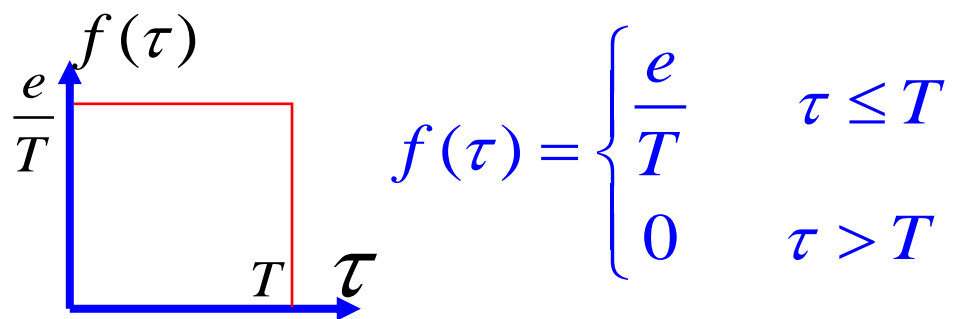
S_t 期望值和涨落

$$\begin{aligned}\bar{S}_t &= \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot \int_0^\infty f(\tau) d\tau \\ \sigma_{S_t}^2 &= \bar{n} (\bar{N}^2 + F \bar{N}) \cdot \int_0^\infty f^2(\tau) d\tau\end{aligned}\left. \vphantom{\begin{aligned}\bar{S}_t \\ \sigma_{S_t}^2\end{aligned}} \right\} \begin{aligned}v_{S_t}^2 &= \frac{\sigma_{S_t}^2}{(\bar{S}_t)^2} \\ &= \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{\int_0^\infty f^2(\tau) d\tau}{\left(\int_0^\infty f(\tau) d\tau\right)^2}\end{aligned}$$

累计信号的**相对均方涨落**有如下特点：

- 主要决定于**入射粒子数 n 的涨落**。
- 离子对数 N 的**涨落**的影响很小。

电流： 用宽度为 T 的矩形脉冲近似代表一对离子所产生的**电流信号** $f(\tau)$



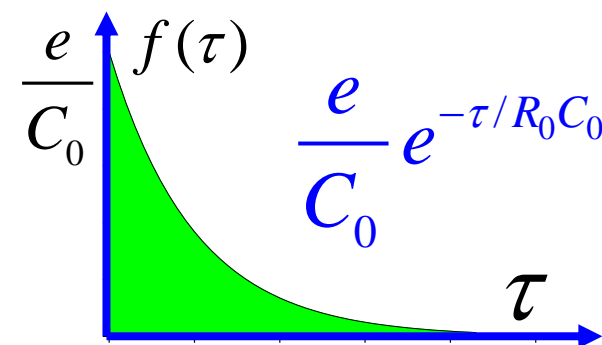
电流信号 **平均值：**

$$\bar{I} = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot e$$

电流信号 **相对均方涨落：**

$$v_I^2 = \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{e^2 / T}{e^2} \approx \frac{1}{\bar{n} \cdot T}$$

电压： 一个离子对漂移在输出回路所产生的电压信号近似为一**指数衰减信号**



电压信号 **平均值：**

$$\bar{V} = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot e \cdot R_0 = \bar{I}_0 \cdot R_0$$

电压信号 **相对均方涨落：**

$$v_V^2 = \frac{(1 + \frac{F}{\bar{N}})}{\bar{n}} \cdot \frac{e^2 R_0 / 2C_0}{e^2 R_0^2} \approx \frac{1}{2R_0 C_0 \cdot \bar{n}}$$

2.单选题 (1分)

已知气体探测器工作在累计电离室模式，其灵敏体积的厚度为10cm，当用（1）4MeV的单能电子和（2）4MeV的 α 粒子分别照射时，若输出电压信号的平均值是一样的，请问谁的相对涨落更大？

- ☐ A 4MeV的单能电子
- ☐ B 4MeV的 α 粒子
- ☐ C 无法判断

正确答案：B

82/84
完成人数

97.62%
完成率

68.29%
正确率



要求输出**电流或电压**信号的**相对均方涨落**要远小于“1”。

$$\nu_I^2 \approx \frac{1}{\bar{n} \cdot T} \ll 1$$



入射粒子**平均时间间隔**

$$\frac{1}{\bar{n}} \ll T$$

电流脉冲宽度

可视为**直流电流信号**

即:

$$\nu_V^2 \approx \frac{1}{2R_0C_0 \cdot \bar{n}} \ll 1$$



输出回路的
时间常数

$$R_0C_0 \gg \frac{1}{2 \cdot \bar{n}}$$

入射粒子**平
均时间间隔**

可视为**直流电压信号**

(1) “**脉冲电离室**”与“**累计电离室**”仅是电离室的**两种工作状态**；电离室结构并无本质差别。

(2) 入射粒子流的**强度 n** 及输出回路的**时间常数 R_0C_0** （**电流持续时间 T** ）决定了它工作在什么状态。

$$\bar{nT} \gg 1 \quad \Leftrightarrow \quad v_{I_0} \ll 1$$

直流电流

累计模式

$$2R_0C_0\bar{n} \gg 1 \quad \Leftrightarrow \quad v_V \ll 1$$

直流电压

$$\bar{nT} \ll 1 \quad \Leftrightarrow \quad v_{I_0} \gg 1$$

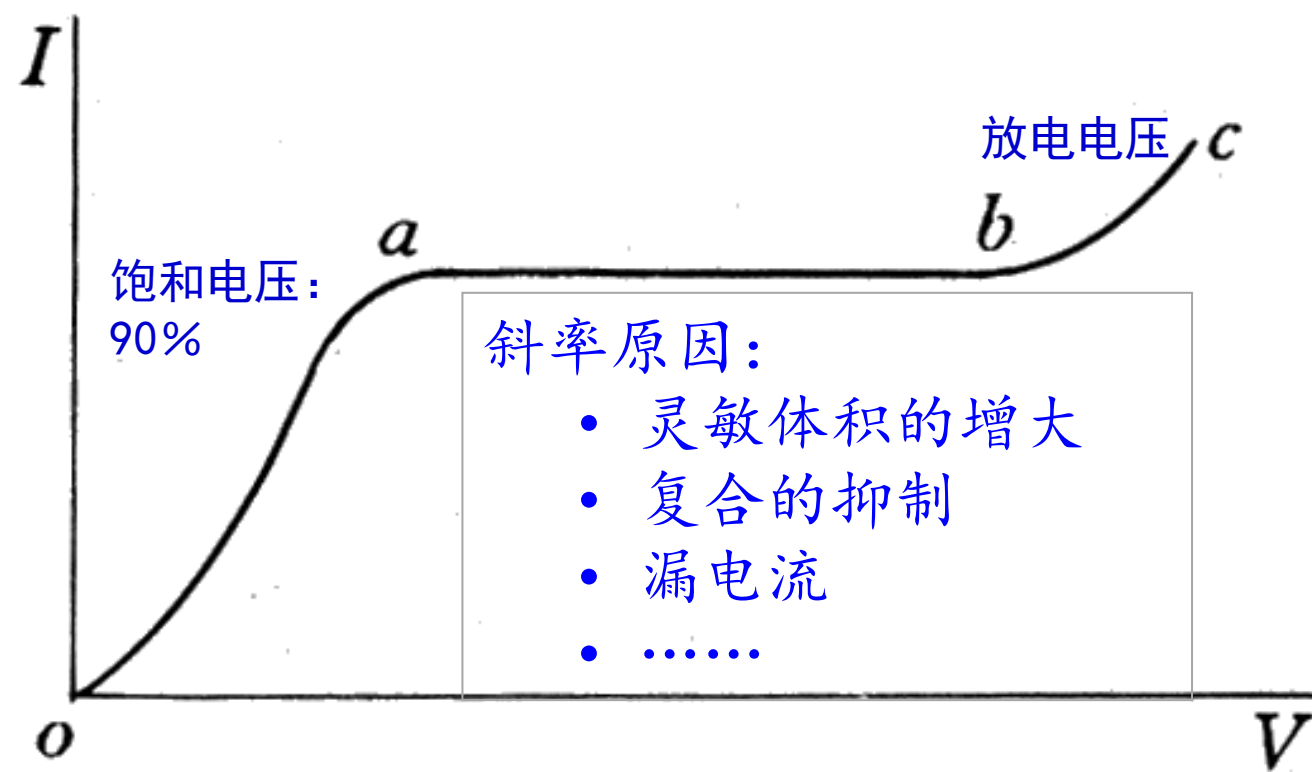
脉冲模式

$$2R_0C_0\bar{n} \ll 1 \quad \Leftrightarrow \quad v_V \gg 1$$

以下几页关于“三. 累计电离室的主要性能”请自行阅读。

1. 饱和特性

——与脉冲电离室一样具有饱和特性曲线，一般**工作于饱和区**。



2. 灵敏度

——单位入射粒子流**强度**引起的电离室输出信号**电流**或**电压幅度**。

$$\eta = \frac{\text{输出的电流（电压）值}}{\text{入射粒子流的强度}}$$

$$[A / (cm^{-2} \cdot s^{-1})]$$

影响灵敏度的因素:

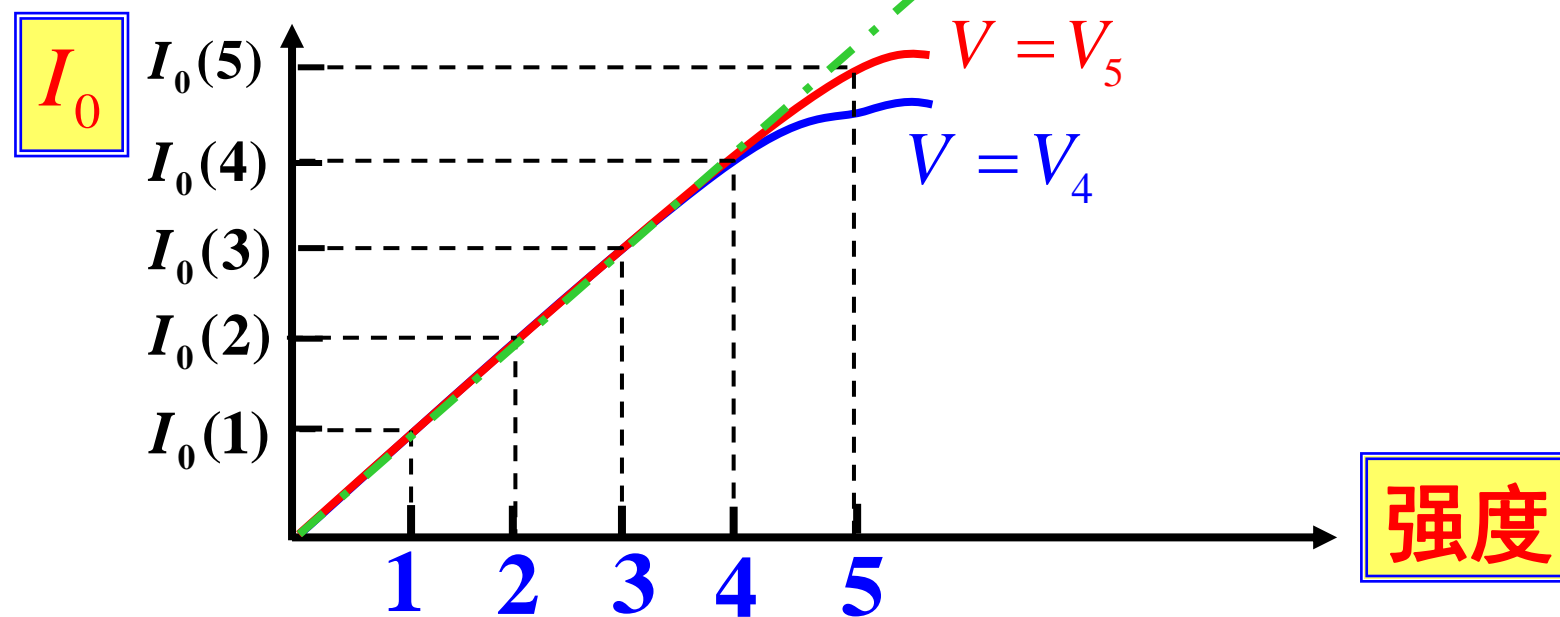
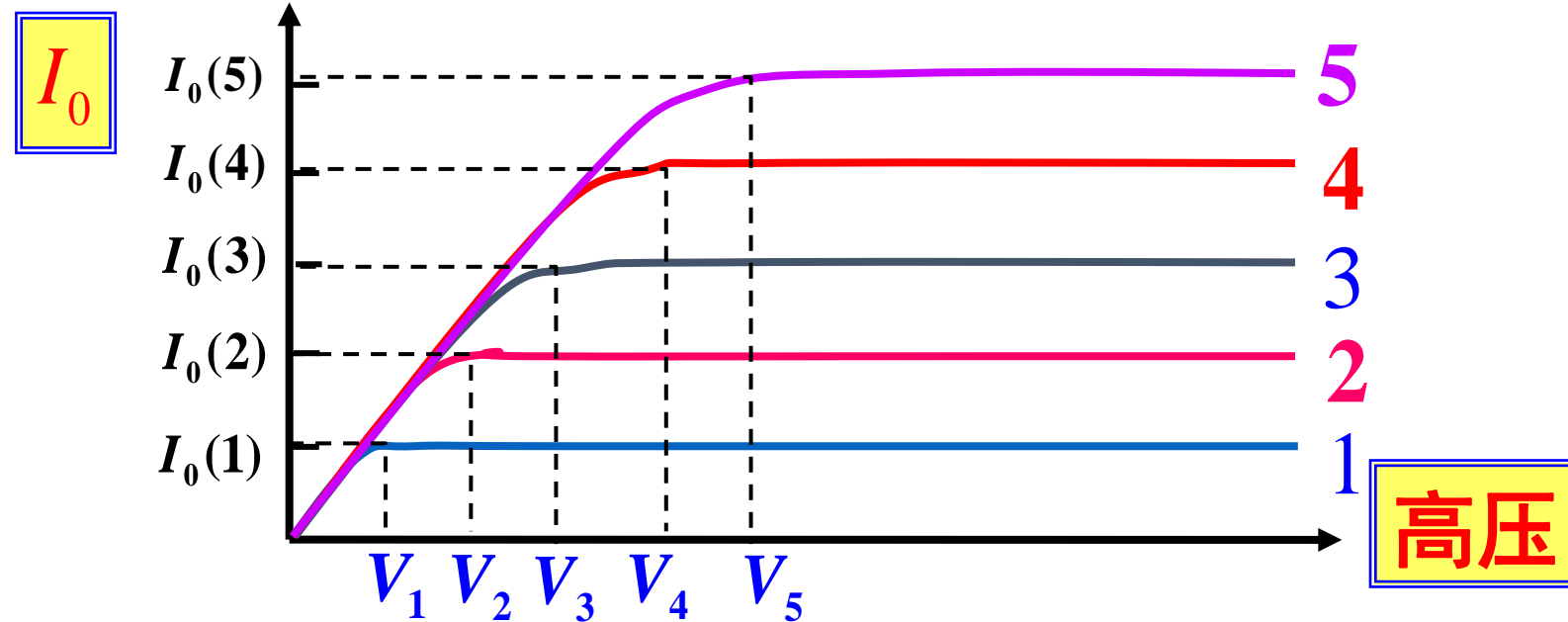
- ① 电离室的**结构**
- ② 气体**压力**和**组分**
- ③ 入射粒子的**类型**和**能量**等

$$[A / (Gy \cdot s)]$$

3. 线性范围

——一定工作电压下，输出信号的**幅度**与入射粒子流**强度**的保持**线性关系的范围**(一般用辐射强度的范围表示)。

- 只要电离室工作在**饱和区**，则信号电流与入射粒子流强度一定存在**线性关系**。
- 但是，当入射粒子流强度**增大**时，**饱和电压**将**提高**。
- 一旦当入射**粒子流强度大**到使饱和电压**超过**了原来选好的**工作电压 V_0** 时，电离室将不再工作于饱和区，**信号**电流将比预期值**小**，即出现**非线性**。

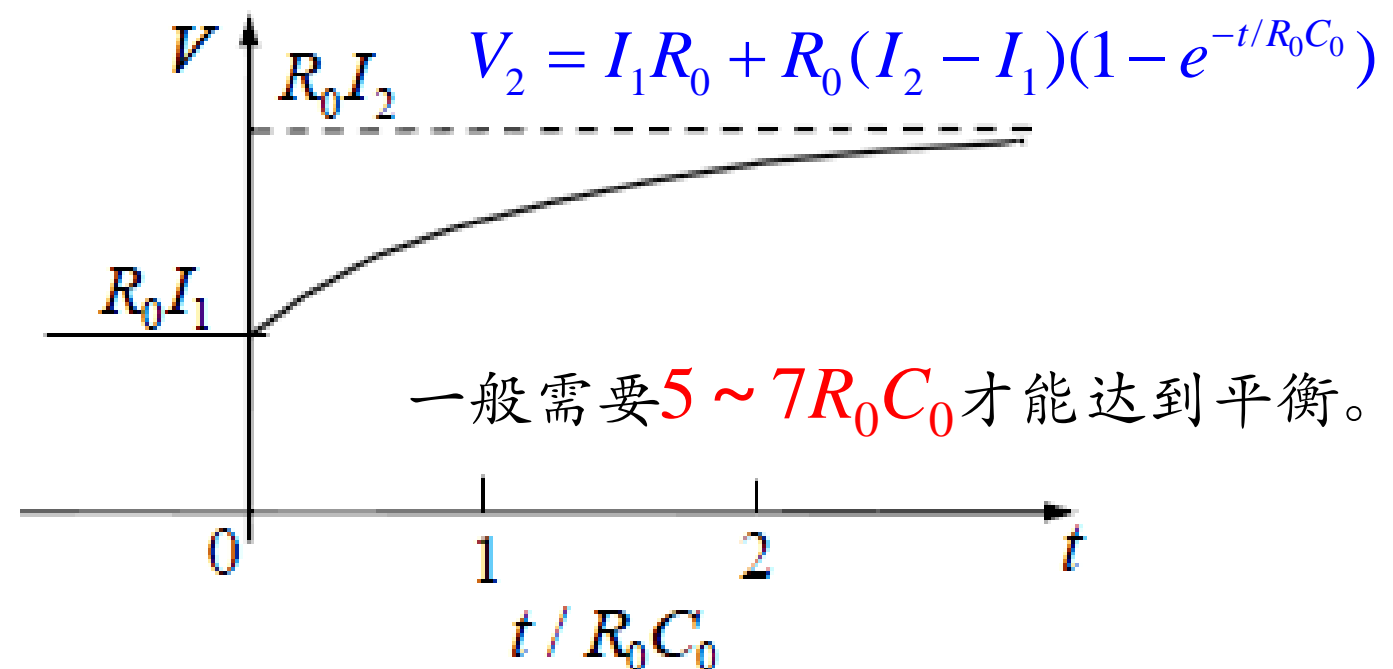


4. 响应时间

——反映了当入射粒子流强度发生变化时，输出信号的变化规律。

- 电流信号——主要由离子收集时间 T^+ 决定。
- 电压信号——主要由时间常数 R_0C_0 决定。

$t = 0$ 时的阶跃变化，
输出电压为：



5. 能量响应

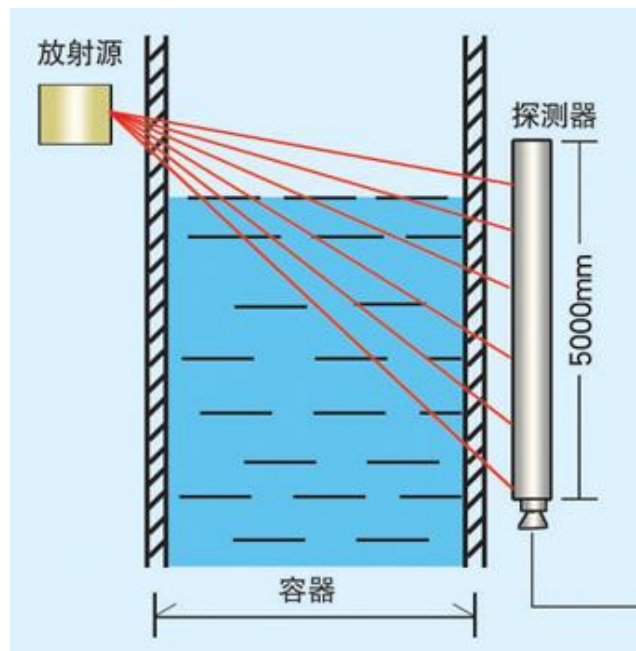
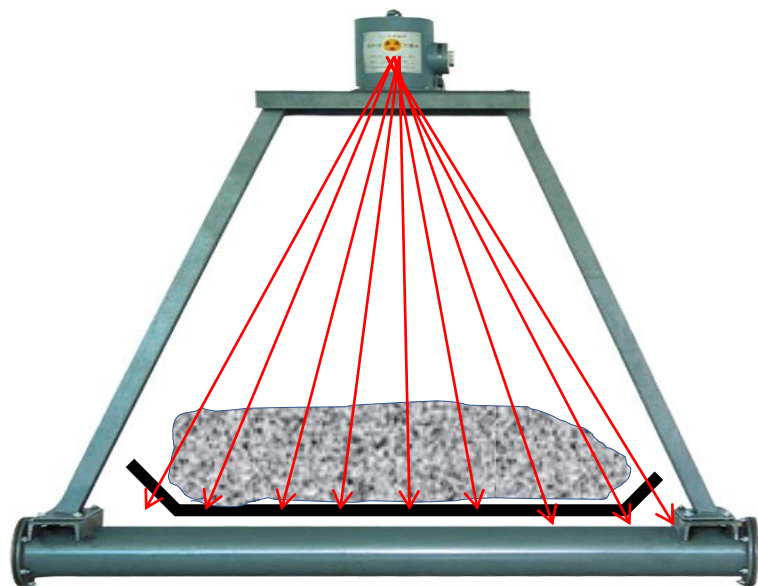
——即灵敏度随入射粒子能量而变化的关系。

一般情况下，希望灵敏度与辐射能量无关，即相同的照射量率不因辐射能量不同而造成不同的输出。

- 累计电离室的应用比脉冲电离室更为广泛，特别是充入高压工作气体的累计电离室，灵敏度高、性能稳定可靠、工作寿命长。
- 由于具有十分良好的承受恶劣工作环境影响的能力，所以在工业上可应用于核辐射密度计、厚度计、料位计、水分计、核子秤等。
- 累计电离室还可应用于剂量测量、反应堆监测等方面。

$$\bar{V} = \bar{n} \cdot \bar{N} \cdot e \cdot R_0 = \bar{I}_0 \cdot R_0$$

$$v_V^2 = \frac{1}{2R_0C_0 \cdot \bar{n}}$$



1MeV的 α 粒子，若 $W=30\text{eV}$ ，
则输出信号的最大幅度：

$$V_{\max} = \frac{Ne}{C_0} = \frac{\frac{10^6 \text{ eV}}{30 \text{ eV}} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}}{10^{-10} \text{ F}} = 53.33 \mu\text{V}$$

$$v_{h_A}^2 = \frac{F}{\bar{N}} + v_A^2 + \frac{1}{J^2} \quad J = \frac{V_{\max}}{\sigma_{h_2}}$$

$$v_{h_A}^2 = \frac{F}{\bar{N}} + v_A^2 + \frac{\sigma_{h_2}^2}{N^2 e^2 / C_0^2 \cdot A^2}$$

- 脉冲电离室对**低能粒子**测量时，放大器噪声使**信噪比很小**，测量难于进行。
- 若能在探测器**内部**对电离信号进行**放大**，**提高信噪比**，就可以对低能粒子（如100keV以下的X射线）进行测量了。
- 这就是我们下面要讨论的**正比计数器.....**

§ 8.1 气体中离子与电子的运动规律

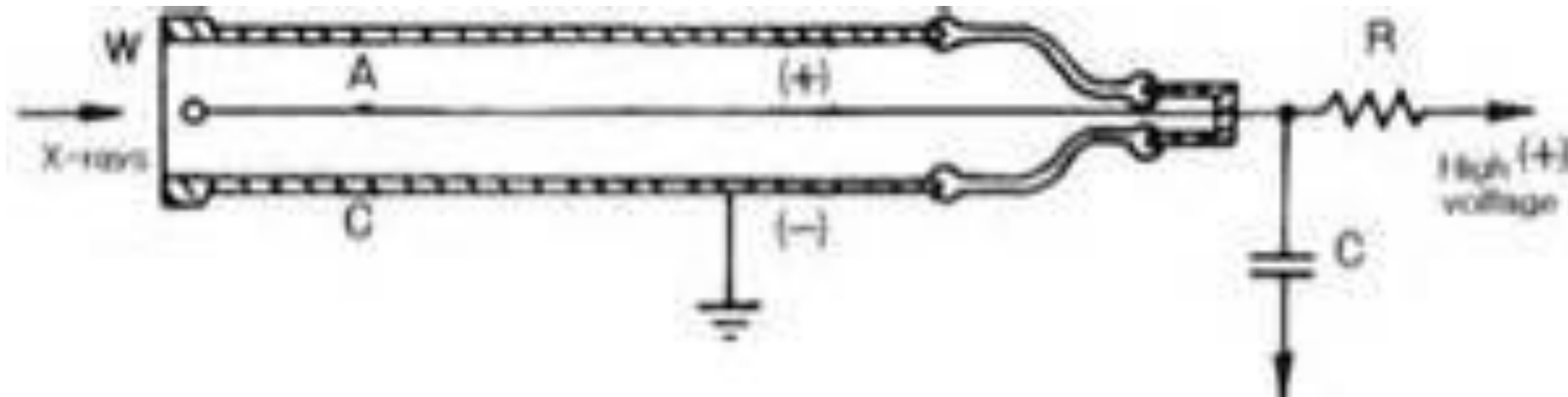
§ 8.2 电离室的工作机制和输出回路

§ 8.3 脉冲电离室

§ 8.4 累计电离室

✓ § 8.5 正比计数器

§ 8.6 G-M计数管



➤ 正比计数器是一种**非自持放电**的气体电离探测器。利用**碰撞电离**将入射粒子直接产生的电离效应进行放大，使输出信号**幅度**比脉冲电离室显著**增大**。

➤ 要求：

① 放大

② 均匀地——位置一致

③ 线性地——能量一致

一. 正比计数器的工作原理

二. 正比计数器的输出信号

三. 正比计数器的性能

四. 正比计数器的应用

五. GEM探测器

1. 正比计数器的**结构特点**
2. **碰撞电离**与**气体放大**
3. 气体放大过程中的**光子作用**——**光子反馈**
4. 气体放大过程中**正离子的作用**

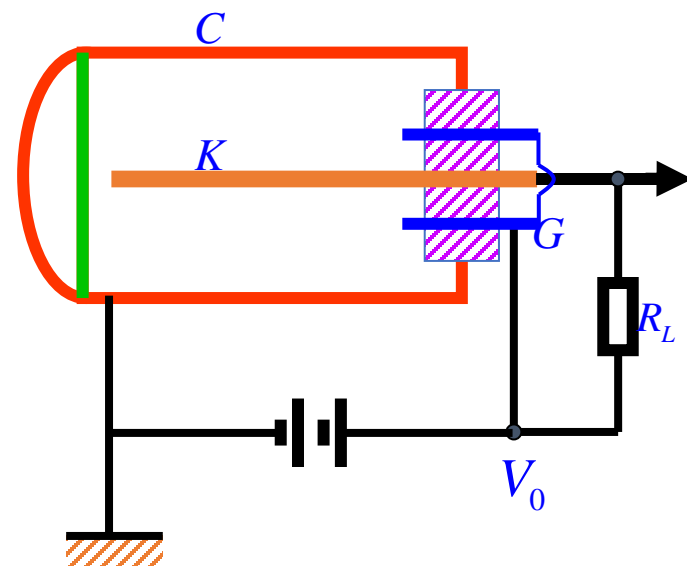
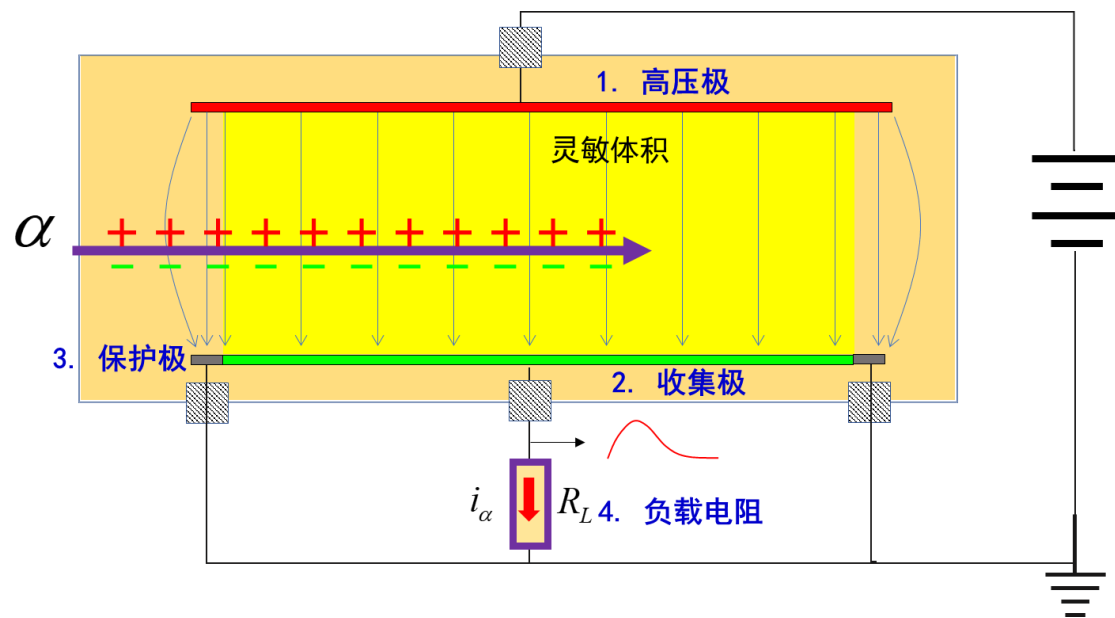
平板结构vs圆柱状的结构，哪种结构更有利于实现放大倍数一致的倍增，即把射线电离产生的载流子 N 增多为 $A \times N$ ，这个 A 只和探测器的工作电压有关，与射线的入射位置无关？

A

平板

B

圆柱状



提交

➤ **强电场**——以满足实现**碰撞电离**的要求——气体的电离电位~20eV

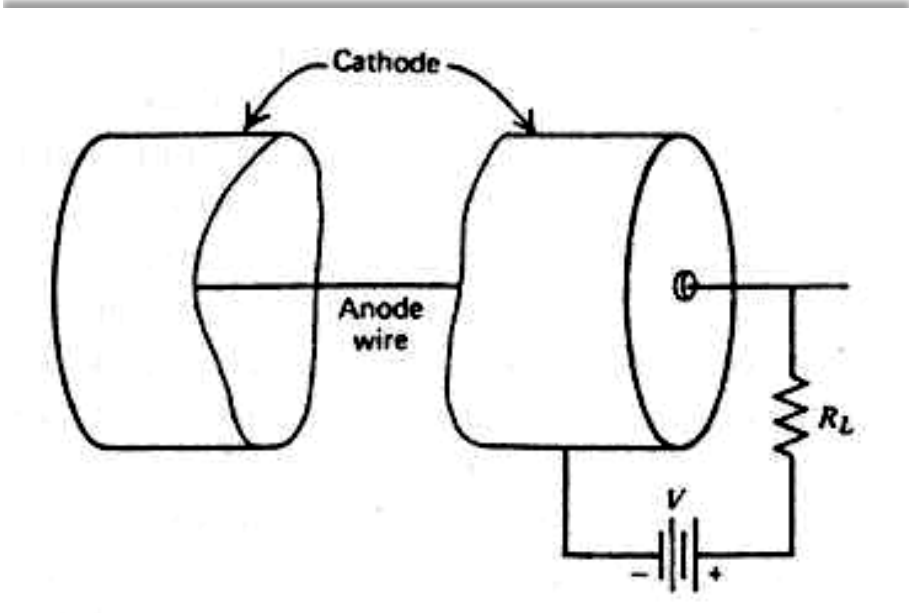
- 在一个大气压下，电子在气体中的自由程约 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{cm}$
- 要使电子在一个自由程就达到电离电位，需要 $E > 10^4 \text{V/cm}$

➤ **强场应易于实现**——一般采用非均匀电场，以**圆柱型**为主（盘、球亦可）；

想一想：
要考虑离子的
碰撞电离吗？

不同气体的阈值场强

Gas Mixture	K ($10^4 \text{ V/cm} \cdot \text{atm}$)	ΔV (V)	Reference
90% Ar, 10% CH ₄ (P-10)	4.8	23.6	50
95% Ar, 5% CH ₄ (P-5)	4.5	21.8	50
100% CH ₄ (methane)	6.9	36.5	50
100% C ₃ H ₈ (propane)	10.0	29.5	50
96% He, 4% isobutane	1.48	27.6	50
75% Ar, 15% Xe, 10% CO ₂	5.1	20.2	50
69.4% Ar, 19.9% Xe, 10.7% CH ₄	5.45	20.3	50
64.6% Ar, 24.7% Xe, 10.7% CO ₂	6.0	18.3	50
90% Xe, 10% CH ₄	3.62	33.9	49
95% Xe, 5% CO ₂	3.66	31.4	49



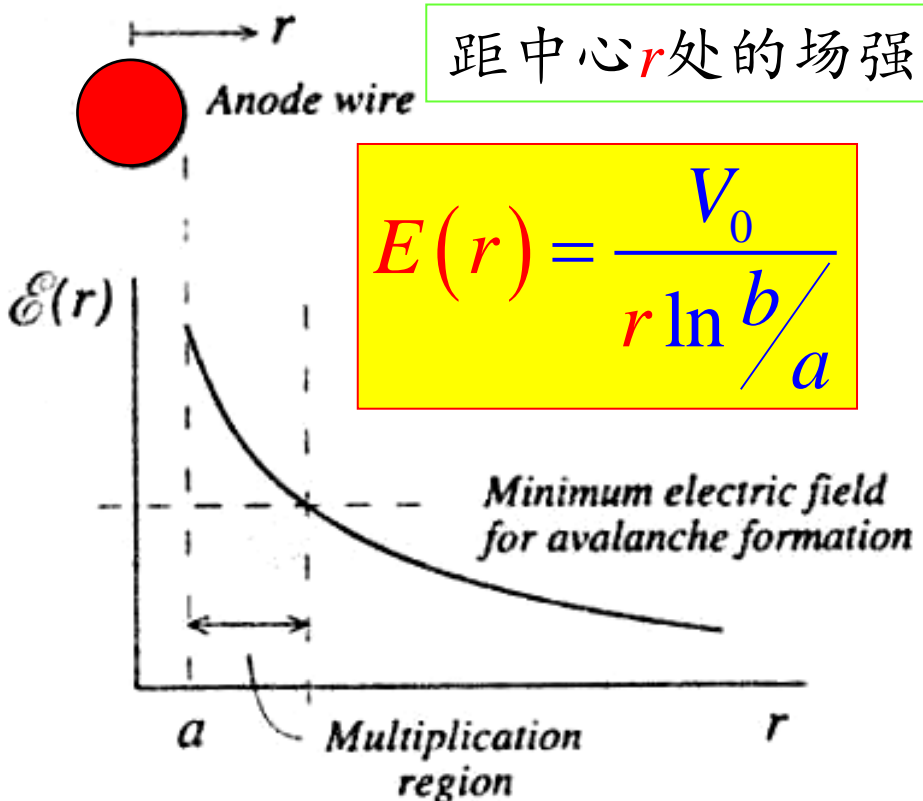
设计思想——

利用圆柱形电场的特点，在**中央丝极附近**会产生**小范围**的**强电场区域**。

例如：

$$V=2000V, a=0.008cm, b=1cm$$

$$\begin{aligned} E(r)_{\text{阳极丝表面}} &= \frac{2000V}{80\mu m \cdot \ln\left(\frac{1cm}{80\mu m}\right)} = \frac{2000V}{386\mu m} \\ &= 5.18 \times 10^4 \left(\frac{V}{cm} \right) \end{aligned}$$



定义: 正比计数器的**起始电压**(阈压) V_T

由

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln b/a}$$

$$V_0 = r \cdot \ln b/a \cdot E(r)$$

$$V_0 = r \cdot \ln b/a \cdot E_T$$

$$r_{\min} = a \rightarrow V_{0,\min} = V_T$$

$$V_T = a \cdot \ln b/a \cdot E_T$$

对于一个正比计数器:

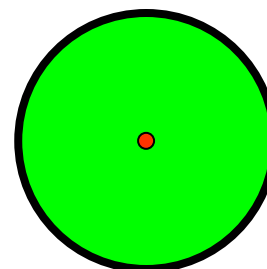
➤ 若工作电压 $V_0 < V_T$, 它仍只是个**电离室**

➤ $V_0 > V_T$ 时处于正比区, 仅在 $a \sim r_0$ 间发生碰撞电离。

$$\frac{(r_0^2 - a^2)}{(b^2 - a^2)} = 0.16\%$$

雪崩区域:
 $a \sim r_0$

$$V_0 = V_T$$

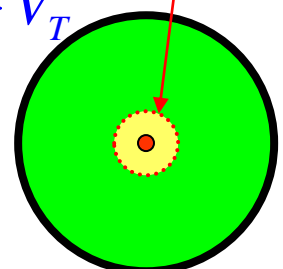


$$a = 80 \mu m \quad b = 1 cm$$

$$E_T = 10^4 V/cm \rightarrow V_T = 386 V$$

$$V_0 = 2000 V \rightarrow r_0 = 410 \mu m$$

$$V_0 > V_T$$



∴ r_0 很小, 与 a 是同一量级

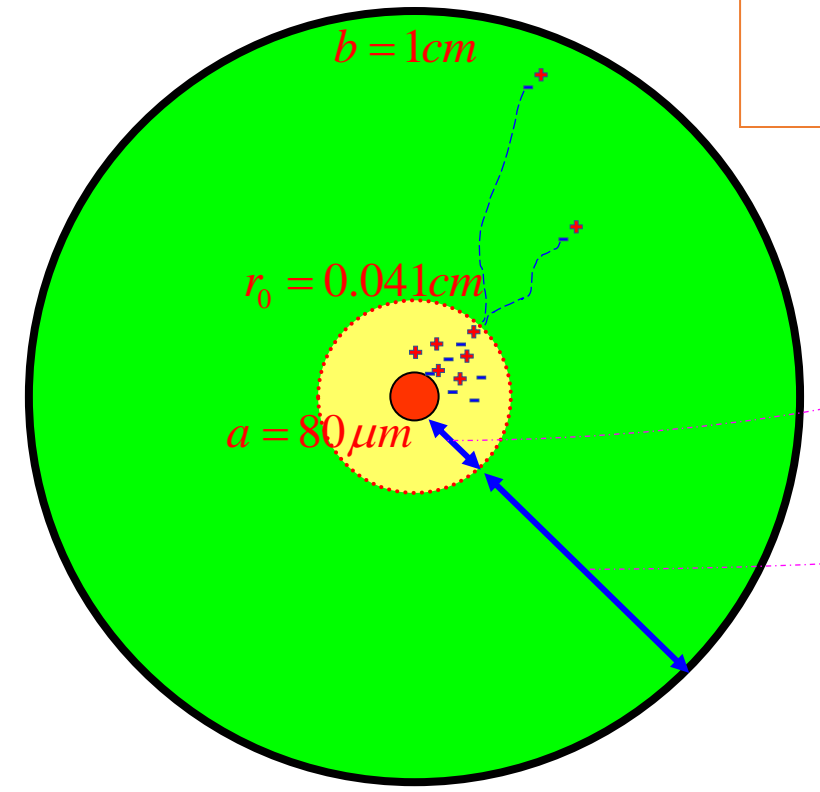
➡ 入射粒子在 r_0 内产生初始电离的可能性很小

∴ $< r_0$ 处的初始电离可以忽略

➡ 不同位置的初始电离都经受同样的气体放大过程

✓ **同一个气体放大倍数**

$V_0 > V_T$



碰撞电离**电子**漂移过的
电位差

$$< V_0 \left(\frac{\ln r_0 - \ln a}{\ln b - \ln a} \right)$$

$$< 0.3384V_0$$

碰撞电离**离子**漂移过的
电位差

$$> V_0 \left(\frac{\ln b - \ln r_0}{\ln b - \ln a} \right)$$

$$> 0.6616V_0$$

<

注意： 正比计数器输出**电荷信号**主要由**正离子漂移**贡献。

3.单选题 (1分)

对于正比计数器，在外电路流过的电荷中，贡献相对更大的是？

- ☐ A 入射射线产生的初始电离电子
- ☐ B 入射射线产生的初始电离离子
- ☐ C 雪崩后产生的电子
- ☐ D 雪崩后产生的离子

正确答案：D

答题统计 (统计数据中的人数，为已交卷人数)

82/84

完成人数

97.62%

完成率

75.61%

正确率



既然正比计数器的电流主要是由正离子贡献的，那么正比计数器就无法像电子脉冲电离室那样使用小的 R_0C_0 ，以避免弹道亏损了，而必须选用ms或更大的 R_0C_0 ，如离子脉冲电离室那样，对吗？

- ☐ A 对
- ☒ B 不对
- ☐ C 说不清

提交

定义：气体放大倍数

电子到达距丝极一定距离 r_0 之后，通过碰撞电离过程，电子的数目不断增殖，这个过程称为气体放大过程，又称电子雪崩 (electron avalanche)。

$$A = \frac{n(a)}{n(r_0)}$$

α : the first Townsend coefficient, 是气体类型和约化场强的函数

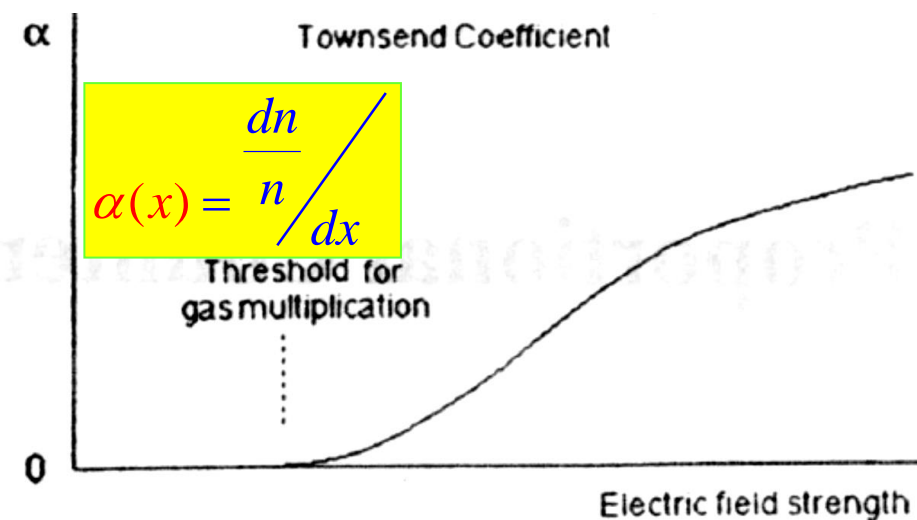
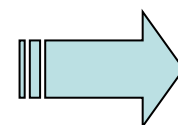


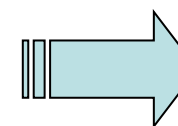
Figure 6.1 A plot of the first Townsend coefficient as a function of electric field for a typical gas.

$$\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx = \ln n \Big|_{x_1}^{x_2} = \ln \frac{n(x_2)}{n(x_1)}$$

$$A = \frac{n(x_2)}{n(x_1)}$$



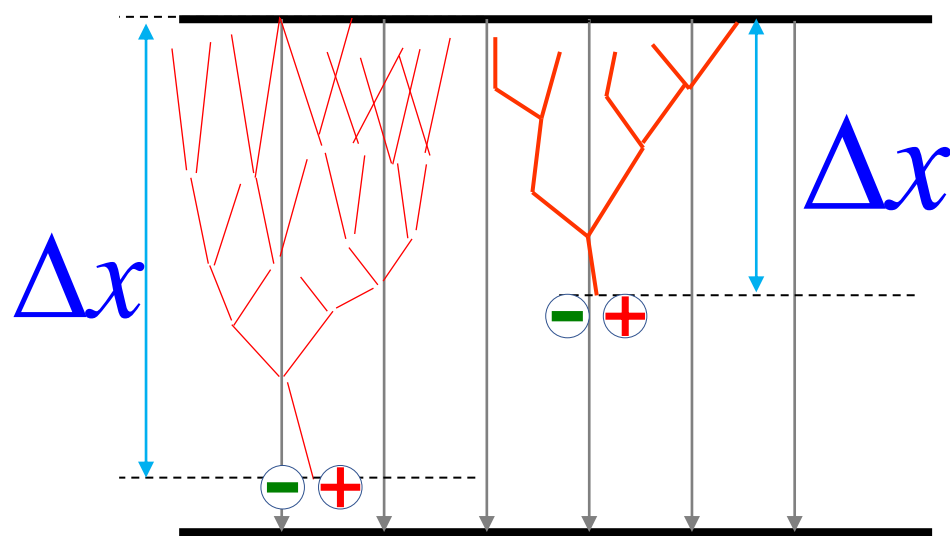
$$\ln A = \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx$$



$$A = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx}$$

均匀电场

$$A = e^{\alpha \Delta x}$$



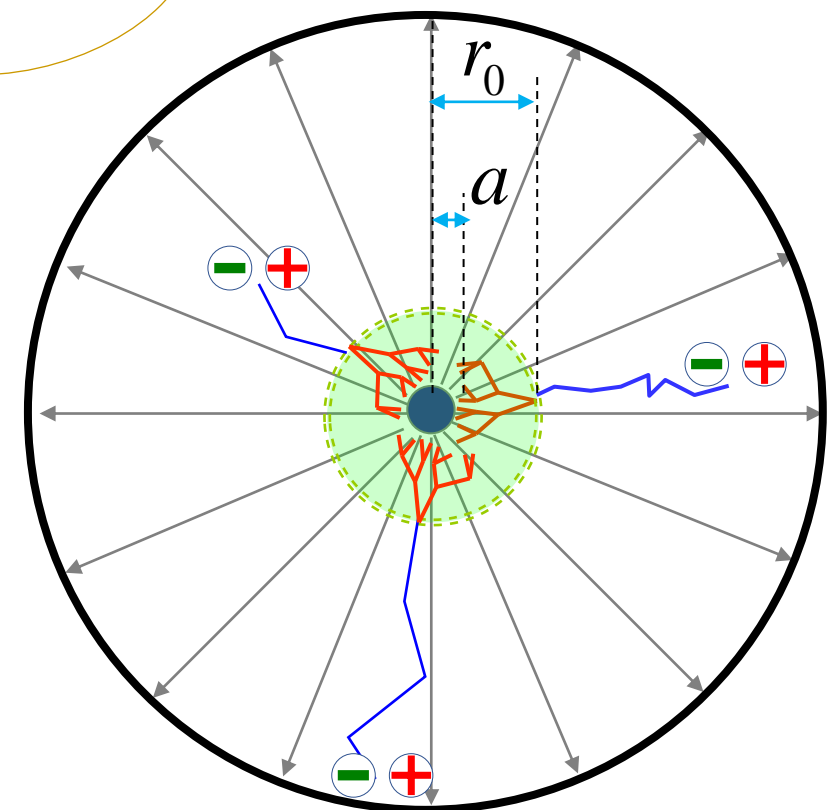
$$A = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx}$$

与初始电离位置有关, A不定

与初始电离位置无关, A确定

圆柱形电场

$$A = e^{-\int_{r_0}^a \alpha(r) dr}$$



$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$



$$\alpha = N\sigma$$

- 碰撞电离截面
- 其正比于电子的动能，即：

$$\sigma = kE_e, E_e < 40 \sim 50 eV$$

假定

- 近似认为电子的能量就是电子在两次碰撞间从电场获得的能量
- 没有负离子形成
- 不考虑复合
- 忽略空间电荷影响
- 忽略光子作用引起的次级雪崩

可得：

$$\ln A \propto V_0^{1/2} \cdot \left[\sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1 \right]$$

当电压足够高，即 $V_0/V_T \gg 1$ 时，

$$\ln A \propto V_0$$