

火花室清扫电场的恰当选择

徐振业 王明星 王毅
(郑州大学)

摘 要

根据平板火花室的基本工作原理, 导出了清扫电场同探测效率和灵敏时间的两个关系式. 用实验检验了它们的正确性. 为实验中恰当选择清扫电场提供了依据.

一、引 言

众所周知, 为了改善平板火花室的效率、时间和空间特性, 可在其极板间施加直流电压 V_c (如图1所示), 使之产生恒定的清扫电场 E_c . 当某一确定结构的火花室用于不同的实验目的时, E_c 究竟如何选择, 过去仅有原则性的阐述^[1-4], 而缺少明确的解析表达式. 因此, 只能通过事先的实验比较, 才能选择出恰当的 E_c 值. 本文从火花室的工作原理出发, 推导出恰当选择 E_c 的两个数学表达式. 并同实验结果进行了比较.

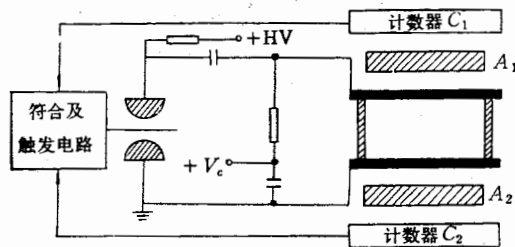


图1 火花室原理图

二、物理考虑和数学推导

1. 清扫电场 E_c 同探测效率 η 的关系

设火花室为单间隙. 此时探测效率 η 定义为

$$\eta = \frac{n_s - n_b}{N_s - N_b} \quad (1)$$

于
日
主
作
者
过
此
若

式中 N_a 是火花室被触发的总次数; N_r 是由于计数器 C_1 和 C_2 (参看图 1) 的偶然符合导致误触发的次数; n_a 是产生火花放电的总次数; n_r 是产生虚假放电的次数。

(1) 式中 N_a 、 N_r 和 n_a 均可由实验确定, 唯有 n_r 既不能由实验确定, 又无法通过理论计算求出。为了在实验中确定 η , 通常采取各种措施使 n_r 减小到可以忽略的程度, 从而 (1) 式可近似为

$$\eta \approx \frac{n_a}{N_a - N_r}, \quad (2)$$

减小 n_r 的有效措施之一就是加清扫电场。但是, 当火花室加清扫电场后, 探测效率也随之降低。因此, 对火花室加清扫电场时, 要考虑到它对探测效率的影响。欲知这种影响的具体情况, 须知探测效率同清扫电场的解析表达式。该式可推导如下:

当火花室的工作条件确定后, 其探测效率 η 可表示为

$$\eta = 1 - \exp \left[(-S_p P d) \left(1 - \frac{m_0 d + C}{m d} \right) \right]^{[1]}, \quad (3)$$

式中 S_p 是入射粒子在工作气压为一个大气压时的电离密度; P 为工作气压; d 为极板间隙; C 为埃莱尔系数; m_0 为阈值电压 V_0 所对应的工作气体的汤姆逊电离系数; m 为工作电压 V 所对应的汤姆逊电离系数。

一般情况下, $m_0 d \gg C$, (3) 式可近似为

$$\eta = 1 - \exp \left[(-S_p P d) \left(1 - \frac{m_0}{m} \right) \right], \quad (4)$$

当 V 比 V_0 大很多时, m_0/m 趋于零。(4) 式又可近似为

$$\eta = 1 - \exp(-S_p P d) = 1 - \exp(-S d), \quad (5)$$

这里 $S = S_p P$ 是工作气压为 P 时的电离密度; $S d$ 表示入射粒子垂直穿过火花室灵敏体积时产生的离子对数(或电离电子数)。

(5) 式表明, 在不加清扫电场的情况下, 探测效率同室内产生的电离电子数密切相关。如果加上清扫电场, 再考虑到火花室的延迟时间, 需对 (5) 式进行修正。即由于极板间清扫电场的存在, 入射粒子产生的电离电子便向清扫电场的正极漂移。由于火花室存在时间延迟, 当高压脉冲加到极板上时, 已有一部分电离电子被极板 (V_c 的正极) 吸收。上述物理过程相当于电离电子数的减少, 或极板间隙的减小。因此, (5) 式可改写为

$$\eta = 1 - \exp[-S(d - W_e t_d)], \quad (6)$$

这里 W_e 是电子的漂移速度; t_d 是火花室的延迟时间。且

$$W_e = \mu_e \sqrt{E_c / P^{[5]}}, \quad (7)$$

μ_e 在一定范围内为常数(约 $7 \times 10^4 \text{cm}^3/2 \text{atm}^{1/2} / V^{1/2} \text{S}$)。

将 (7) 式代入 (6) 式, 得

$$\eta = 1 - \exp(S \mu_e t_d \sqrt{E_c / P} - S d),$$

则

$$E_c = \left[\frac{\ln(1 - \eta) + S d}{S \mu_e t_d} \right]^2 P, \quad (8)$$

若延迟时间 t_d 为固有延迟 t_0 , 则

$$E_c = \left[\frac{\ln(1-\eta) + Sd}{S\mu_c t_0} \right]^2 P, \quad (9)$$

在(8)式或(9)式中,若入射粒子种类已知,当其动能大于某一值后, S 近似为常数(忽略相对论性上升效应).当 E_c/P 值在适当范围变化时, μ_c 也可视为常数.且对某一确定的火花室, d 、 t_d 或 t_0 是已知的.因此, E_c 唯一地同探测效率 η 有关.

2. 清扫电场 E_c 同火花室灵敏时间 t_s 的关系

火花室的灵敏时间,是指从满足触发条件的带电粒子在灵敏体积内产生电离,到极板间加上高压,并使探测效率达到 50% 的一段延迟时间.它是火花室性能的一个重要指标.根据它的定义,在(8)式中令 $\eta = \frac{1}{2}$, $t_d = t_s$, 则得 E_c 同 t_s 的关系为

$$E_c = \left[\frac{Sd - \ln 2}{S\mu_c t_s} \right]^2 P, \quad (10)$$

由(10)式可知,当 S 、 μ_c 、 P 和 d 确定后, E_c 唯一地同 t_s 有关.

三、实验与讨论

为了检验(8)式和(10)式的正确性,我们以一台平板火花室为例,将理论计算同实验结果进行了比较.实验装置和工作条件为:

极板: 黄铜, $300 \times 350 \times 5\text{mm}^3$;

间隙: 20mm;

工作气体: Ne, 气压 760mmHg;

脉冲高压: 7500V, 前沿 50ns, 宽度 $0.7\mu\text{s}$;

入射粒子: 宇宙线 μ 子. 在图 1 中, A_1 为 300mm 厚的铅吸收体, 用它吸收宇宙线中的各种软成份, 以保证入射到火花室灵敏体积内的粒子基本上均为 μ 子. A_2 为 240mm 厚的铅吸收体, 该射程对应的 μ 子动能约为 340 MeV^[6], 它已超过 μ 子最小电离值对应的

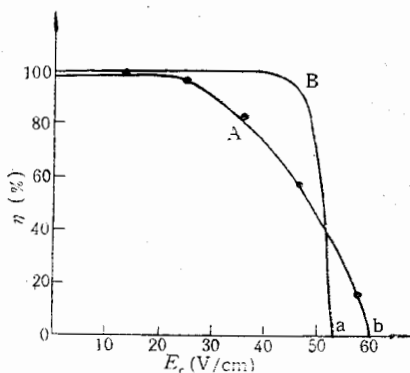


图 2 清扫电场 E_c 对效率 η 的影响
(A-实验, B-理论, $t_d = 4\mu\text{s}$)

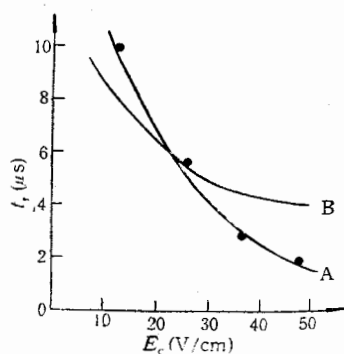


图 3 灵敏时间 t_s 同清扫电场 E_c 的关系
(A-实验, B-理论)

(9)

动能值。因此,在本实验条件下,电离密度 S 约为 $37\text{cm}^{-1[2]}$ 。另外,因为触发计数器 c_1 和 c_2 的面积为 $18 \times 18\text{cm}^2$,两者相距约 200cm ,可近似认为粒子是垂直入射。

(忽
-确

图 2 和图 3 分别为清扫电场 E_c 同探测效率 η 和灵敏时间 t_s 的关系曲线。图中 A 为实验曲线, B 为理论曲线。

及板
更指

从图 2 可以看到两个现象。一是根据(8)式计算出来的 η 值均高于实验值;另一现象是 $\eta-E_c$ 理论曲线在 E_c 轴的截止点 a 小于实验曲线的截止点 b 。呈现第一种现象的主要原因是: 1. 式(8)未考虑脉冲前沿(实验条件下约为 50ns),即忽略了在高压脉冲幅度达到阈值前高压电场对电离电子产生的漂移作用; 2. (8)式中忽略了 $(m_0d + c)/md$ 的影响; 3. 式(8)未考虑工作气体中混入的微量负电性气体的影响。

10)

图 2 中 a 点小于 b 点的主要原因是: (5) 式暗示了入射粒子产生的离子对数遵从泊松 (Poisson) 分布,而实际上是遵从朗道 (Landau) 分布。有关这一现象的分析,详见参考文献[4]。

图 3 中 t_s-E_c 理论曲线在 E_c 值较小时同实验曲线符合得较好,当 E_c 值变大后两者偏离较大。呈现这一现象的主要原因是计算电子漂移速度的式(7)与真实情况偏离较大的缘故。

实验

四、结 论

本文导出的清扫电场 E_c 同探测效率 η 和灵敏时间 t_s 的两个关系式,虽不十分严格,但从它们同实验的符合程度看,仍可为实验中恰当选择 E_c 值提供依据。必须指出,(8)式和(10)式并非相互独立。如果将选定的 η 和 t_s 值分别代入,一般情况下求得两个 E_c 值是不相等的,甚至相差很多。因此,利用解析式选定 E_c 的正确做法是: 先把选定的 η 和 t_s 值中的任意一个代入(8)式或(10)式,求出 E_c 和它们中的另一个。若求出的 η 或 t_s 同选定值相差较大,可对选定的 η 和 t_s 采取兼顾和折衷的方法,反复利用(8)式和(10)式进行校核,最终选定一个恰当的 E_c 值。

宙线
0mm
应的

在实验过程中,李友明同志曾协助做过部分工作,在此向他致谢。

参 考 文 献

- [1] 王祝翔,《核物理探测器及其应用》,科学出版社,1964,354—375.
- [2] O. C. Allkofev, 'Spark Chamber', VERLAG KARL THIEMIG KG. Munich (1969), 47.
- [3] Peter Rice-Evans, 'Spark Streamer, proporeinal and Drift Chambers' THE RICHELIEU PRSS LIMITED (1974), 115—116, 23—24.
- [4] F. Schneider and K. H. Hohne, N. I. M., 20(1963), 152—155.
- [5] 于群等,《原子核物理实验方法》,人民教育出版社,1961,6—7.
- [6] R. M. Sternheimer, Phys. Rev., 115(1959), 137.

THE PROPER CHOICE OF CLEARING FIELD OF THE SPARK CHAMBER

XU ZHEN-YE WANG MING-XING WANG YI

(Zhengzhou University)

ABSTRACT

Based on the basic principle of the function of the parallel plate spark chamber, two formulae relating the clearing field to the detection efficiency and sensitive time are derived. The validity of these formulae are tested by experiment and shown that they are useful in the choice of the clearing field properly for experiments.

自
定
方
日
页
路
之
三
星
作
等