

文章编号: 1007-4627(2011)04-0469-05

DPF 中子峰下波形测量数据计算中长电缆滤波影响的研究*

郭洪生, 李如荣, 唐登攀, 杨高照, 胡青元, 司粉妮, 张建华, 彭太平

(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 四川 绵阳 621900)

摘要: 建立了一套门控闪烁测量系统(门控 ST-PMT 系统), 测量了稠密等离子体聚焦(DPF)波形后沿中子峰下 3~4 个量级的物理图像, 分别讨论了长电缆对 DPF D-D, D-T 中子峰下 3~4 个量级波形测量的影响, 采用数学方法分析了长电缆作为频率滤波函数在解逆卷积函数中的应用, 解析了电缆带宽对测量结果的影响。

关键词: 稠密等离子体聚焦; 长电缆滤波; 逆卷积; 中子峰后沿测量; 门控闪烁测量系统

中图分类号: TL81; O571.2 **文献标志码:** A

1 引言^[1]

稠密等离子体聚焦(Dense Plasma Focus, 简称 DPF)装置是 20 世纪 60 年代初期发展起来的一种高电压、快脉冲、大电流气体放电装置, 它利用较简单的方法就能在低气压气体中产生高温(1~5 keV)、高密度($10^{19} \sim 10^{21}$ neutrons/cm³)、窄脉冲(百纳秒量级)等离子体焦点, 当等离子体腔内充 D-D 或 D-T 混合气体时, 会产生充 D-D 或 D-T 混合气体的中子发射。

在科学实验中, 为了更深入地了解 DPF 中子产生机理, 优化装置充放电回路参数, 改进 PF 结构(如枪, 电极形状及分布), 使装置所充气体与掺杂达到最优, 需要了解 DPF D-D, D-T 中子峰波形后沿的物理图像。利用塑料闪烁体和光电倍增管组成的测量系统(ST-PMT 系统)具备极短的荧光衰减时间和高灵敏的电荷放大能力的优点, 可用来测量幅度具有几个数量级变化的快脉冲, 我们发展了门控 ST-PMT 探测器阵列, 成功对 DPF 波形后沿中子峰下 3~4 个量级的物理图像进行了诊断测量。

2 实验布局与测量结果^[2]

由于测量对象幅度变化 3~4 个量级的中子脉冲波形, 探测器如果瞄准峰处, 那么低量程处的光子数太少, 统计涨落将很大; 探测器如果瞄准谷处,

那么峰处的光子数太多, 射入到探测器上会引起饱和, 导致其不能很快回到基线, 影响探测结果。因此, 实验中拟采用门控 PMT 探测器进行测量, 每个探测器瞄准一小段 DPF 中子峰, 调整探测器灵敏度确保在所测量范围内为线性, 通过时间关联即可得到 DPF 中子峰下 3~4 个量级物理图像的测量结果。

测试系统整体构成见图 1。测试系统由门控触发系统和信号测量系统两部分构成。门控触发系统由一个 Philp2262B 型光电倍增管+ST401 闪烁体组成, 探测器工作在饱和状态以保证触发, 触发信号由与 DPF 中子同时发射的 X 光触发, 并提供给触发同步机, 同步机给出 4 个触发信号。根据 X 光与中子时间差、所测信号宽度和各触发道之间电缆长度差, 可调整各触发输出的时间间隔。

信号测量系统由一个常规光电倍增管和 4 个门控光电倍增管加塑料闪烁体组成, DPF 发射的中子在探测器上产生并输出电流信号, 该信号通过电阻转化为电压信号, 被数字示波器记录和处理。信号测量系统距 DPF 的距离可根据所测信号强度、脉宽、衰减幅度进行调整。各信号相对时间关联由中子飞行时间、探测器渡越时间、信号电缆长度决定。相对幅度由探测器灵敏度、测点距离、信道衰减决定。为可靠测量 DPF 中子峰下多个量级波形, 需确保探测器工作时均保持在线性范围。实验分两次

* 收稿日期: 2010-09-13; 修改日期: 2011-07-05

* 基金项目: 中国工程物理研究院科学技术发展基金资助项目(2010B0103004)

作者简介: 郭洪生(1961—), 男, 福建上杭人, 研究员, 博士, 脉冲辐射场测量; E-mail: well2462@sina.com.cn

进行, 采用同一套测量系统分别测量 DPF D-D, D-T 中子峰波形后沿物理图像。

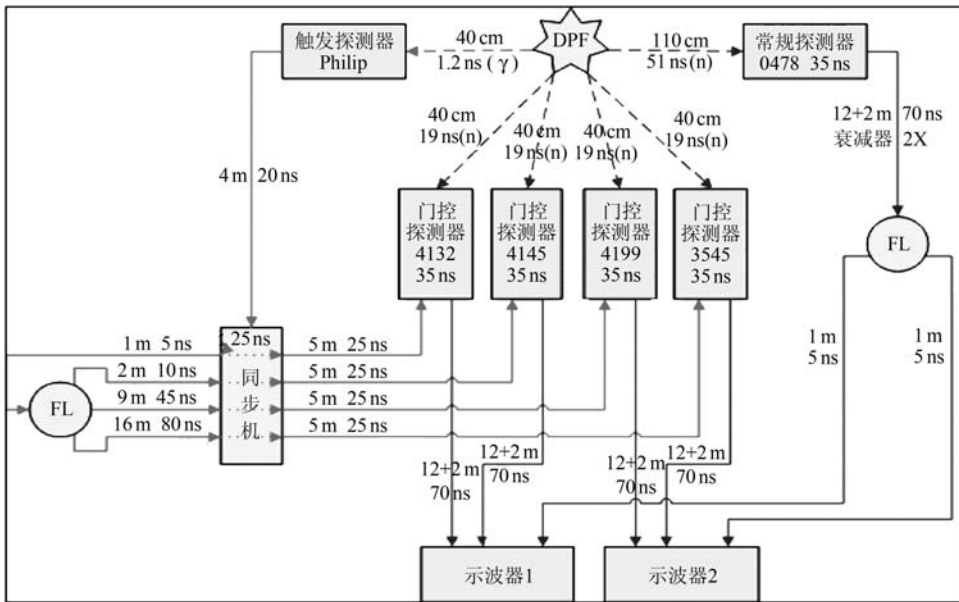


图 1 DPF 中子峰测量框图

在测量 D-D 中子波形时, 使用 15 m 电缆, 型号为 SYV-50, 其带宽约为 800 MHz。根据实测 DPF D-D 中子波形, 其半高宽约 13 ns, 上升时间约 7 ns, 等效频率为 50 MHz, 根据实验经验, 电缆带宽必需大于或等于信号等效频率的 3 倍, 因此 15 m 电缆带宽测量 DPF D-D 中子波形是足够的。

在进行 DPF D-T 中子波形测量时, 型号仍然是 SYV-50, 因为要进行辐射屏蔽防护, 测量信号传输电缆需使用 150 m 电缆, 等效频率为 9 MHz。根据实测 DPF D-T 波形, 半高宽约 42 ns, 上升时间约 18 ns, 等效频率为 20 MHz, 150 m 电缆带宽显然不够。估算结果见图 2。由图可见, 电缆响应使所测波形在峰后 1.5 μs 处仅仅降低了 3 个量级, 因此电缆响应是造成后沿拖尾的一个主要因素。

因为实测波形是探测器原始输出经过电缆响应函数卷积后再输出的, 所以还不能断言 DD 波形和 DT 波形的实际等效频率。实际上假如信号为一半高宽小于 40 ns 的高斯波形, 若能在 200~500 ns 内测得信号衰减 4 个量级, 即可认为时间响应足够。15 m 电缆带宽是 DT 波形频率的 40 倍, 应该满足要求。

3 实验研究与讨论

实验中光电倍增管的输出信号用双屏蔽电缆从实验现场送至屏蔽室示波器上。为使信号不在电缆上折射或者反射引起波形震荡, 电缆末端使用 50 Ω 匹配器, 信号由高带宽示波器记录, 带宽 1 GHz, ST-PMT 探测器置于与焦点轴线呈 90° 方向上。实验中所能得到是示波器上的记录信号, 此信号是测点处中子源中子时间微分 dY_n/dt 通过探测器记录和电缆传输后显示在示波器上的。那么经探测器记录和电缆传输后的信号能否真实反映 DPF 中子峰下 3~4 个量级物理图像, 是一个值得研究的问题。

考虑由输入函数 $I(t)$ 所产生的相应输出 $O(t)$, $I(t)$ 输入到一个响应函数为 $g(t)$ 的系统, 由于因果关系, 当 $t < 0$ 时响应 $g = 0$, 并且假定在 $t = 0$ 时信号开始加上, 切断卷积积分中的积分可表示为

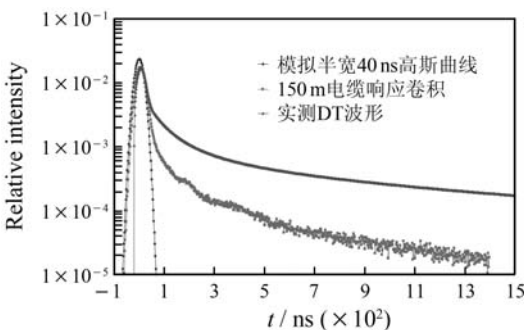


图 2 电缆响应对 DT 波形的影响

$$O(t) = \int_0^t g(t - \tau) I(\tau) d\tau, \quad (1)$$

$g(t)$ 分为探测器传递函数和电缆传递函数两种。电缆传递函数采用下述公式表示^[3]:

$$g(t) = \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} \frac{1}{t^{3/2}} e^{-\tau/t}, \quad (2)$$

而 τ 表示为

$$\tau = \frac{(0.115\alpha)^2}{4\pi f}, \quad (3)$$

式中: α 为实验时所用电缆的衰减系数, 计算时取电缆型号为 SYV-50; l 为实验时所用电缆长度, 取单位为 m; f 为测量信号的频率, 单位为 s^{-1} 。

计算机解卷积中的一个常用技术是将输出作傅里叶变换, 在频率范畴内运用一个数学滤波作为减小解卷积讯号噪声的一个手段。假定采用一个滤波器, 从零频率到某一极限频率, 它的响应是平坦的, 在极限频率处, 响应突然下降到零, 因此, 滤波函数在频率范畴内表示为

$$P(\omega) = \begin{cases} P, & 0 \leq |\omega| \leq \omega_n \\ 0, & \omega_n < |\omega| \end{cases}. \quad (4)$$

在时间范畴内相应的脉冲

$$P(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} P(\omega) d\omega \quad (5)$$

可表示为

$$P(t) = \frac{2P}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(\omega_n t)}{t}. \quad (6)$$

假定用一个固定频率的信号 $f(t) = \cos(\omega_0 t)$ 去激发系统, 将 $f(t)$ 跟脉冲 $P(t)$ 卷积,

$$f^*(t) = f(t) * P(t) = \frac{2P}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(\omega_0 \tau) \sin[\omega_n(t - \tau)] d\tau}{(t - \tau)}, \quad (7)$$

将原函数的乘积表达成正弦函数的组合, 这个积分就可以计算出来。然后变换到指数形式并应用积分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{\mu \tau} d\tau}{t - \tau} = -2e^{\mu t} \int_0^{\infty} \frac{\sinh(\mu \xi) d\xi}{\xi}, \quad (8)$$

这将导致:

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin[(\omega_0 - \omega_n)\tau + \omega_n t] d\tau}{(t - \tau)} =$$

$$\begin{cases} -\pi \cos(\omega_0 t), & \omega_0 > \omega_n \\ 0, & \omega_0 = \omega_n \\ +\pi \cos(\omega_0 t), & \omega_0 < \omega_n \end{cases}. \quad (9)$$

当 $\mu = i(\omega_0 + \omega_n)$ 时, 可得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{\mu \tau} d\tau}{t - \tau} = \frac{2}{i} e^{i(\omega_0 + \omega_n)t} \times \int_0^{\infty} \frac{\sin(\omega_0 + \omega_n)\xi d\xi}{\xi} \quad (10)$$

和

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin[(\omega_0 + \omega_n)\tau - \omega_n t] d\tau}{t - \tau} = -\pi \cos(\omega_0 t). \quad (11)$$

因此

$$f(t) * P(t) = \begin{cases} 0, & \omega_0 > \omega_n \\ P \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cos(\omega_0 t), & \omega_0 = \omega_n \\ P \sqrt{2\pi} \cos(\omega_0 t), & \omega_0 < \omega_n \end{cases}. \quad (12)$$

从以上的数学分析中可看出, 在滤波器的频带宽度范围内, 频率为 ω_0 的讯号传输不变, 只是改动了幅度, 但是, 如果 ω_0 超过这个滤波器的频带宽度, 传输就将为零。

现在将上面的解推广到匹配滤波器, 该滤波器在中心为 ω_n 的带宽 Δ 内具有恒定传输。相应的脉冲是

$$P(t) = \frac{2P}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\sin\left(\omega_n + \frac{\Delta}{2}\right)t - \sin\left(\omega_n - \frac{\Delta}{2}\right)t}{t} \right]. \quad (13)$$

应用前面的结果可以得到

$$\frac{2P}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(\omega_0 \tau) \sin[\omega'_n(t - \tau)] d\tau}{t - \tau} = \begin{cases} 0, & \omega_0 > \omega'_n \\ P \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cos(\omega_0 t), & \omega_0 = \omega'_n \\ P \sqrt{2\pi} \cos(\omega_0 t), & \omega_0 < \omega'_n \end{cases} \quad (14)$$

$$\frac{2P}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(\omega_0 \tau) \sin \omega''_n(t - \tau) d\tau}{t - \tau} =$$

$$\begin{cases} 0, & \omega_0 > \omega_n'' \\ P\sqrt{\frac{\pi}{2}}\cos(\omega_0 t), & \omega_0 = \omega_n'' \\ P\sqrt{2\pi}\cos(\omega_0 t), & \omega_0 < \omega_n'', \end{cases} \quad (15)$$

将这些结果合并到:

$$f(t) * P(t) = \begin{cases} 0, & \omega_0 < \left(\omega_n - \frac{\Delta}{2}\right) \\ P\sqrt{\frac{\pi}{2}}\cos(\omega_0 t), & \omega_0 = \left(\omega_n - \frac{\Delta}{2}\right) \\ P\sqrt{\pi}\cos(\omega_0 t), & \left(\omega_n - \frac{\Delta}{2}\right) < \omega_0 < \left(\omega_n + \frac{\Delta}{2}\right) \\ P\sqrt{\frac{\pi}{2}}\cos(\omega_0 t), & \omega_0 = \left(\omega_n + \frac{\Delta}{2}\right) \\ 0, & \omega_0 > \left(\omega_n + \frac{\Delta}{2}\right). \end{cases} \quad (16)$$

因此当频率 ω_0 在通频带以外时, 传输为零, 在通频带以内是常数, 在边界处下降到 $1/\sqrt{2} = 0.707$ 倍。

现在考虑采用窄脉冲代替 δ 函数来计算逆响应函数^[4]。由于带宽和脉冲宽度成反比, 因此, 脉冲应当足够窄, 使得相应的带宽超过与之卷积的响应函数脉冲的带宽, 这意味着对于 δ 函数的近似应当比响应函数窄, 因为 δ 函数的傅里叶变换对于所有的频率是常数, 因此, 可以把 δ 函数想象为一个相应无穷大带宽脉冲。

容易证明: 脉冲

$$\Phi(t) = \left(\frac{\omega_n}{\pi}\right) \frac{\sin(\omega_n t)}{\omega_n t}, \quad (17)$$

它的傅里叶变换如下:

$$\Phi(\omega) = \begin{cases} 0, & |\omega| > \omega_n \\ \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}, & |\omega| = \omega_n \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, & |\omega| < \omega_n. \end{cases} \quad (18)$$

在最大高度一半处的全宽度(通常称之为半宽度)为 $\Delta \approx 3.79/\omega_n$ 。可以看出, 当 $\omega_n \rightarrow \infty$ 时, 幅度变得无穷大, 宽度为零。这样归一化因子不变, 并

且只存在 $|\omega| < \omega_n$ 的情况, 因此 $\Phi(t) \rightarrow 1/\sqrt{2\pi}$, 这刚好是 δ 函数的傅里叶变换, 于是得到

$$\lim\left(\frac{\omega_n}{\pi}\right) \frac{\sin(\omega_n t)}{\omega_n t} = \delta(t), \quad \omega_n \rightarrow \infty. \quad (19)$$

在脉冲的时间宽度和频带宽度之间的关系是以量子力学测不准原理为基础, 这条原理适用于任何两个共轭量, 即如果时间为严格已知, 例如在 $\delta(t)$ 中, 那么所有的频率都相等, 也就是说, 频率范畴的具体位置完全没有意义。

现在考虑 $\Phi(t)$ 和 $\Phi(\omega)$, 在频率范畴 $-\infty \leq \omega \leq +\infty$ 内宽度为 $2\omega_n$, 而 $\Phi(t)$ 在实践范畴内的宽度是约 $3.79/\omega_n$, 因而^[5]

$$\Delta\omega\Delta t \approx (2\omega_n) \left(\frac{3.79}{\omega_n}\right) = \text{常数}.$$

这表明了在通讯理论中一个熟知的原理, 为了传输一个宽度为 Δt 的脉冲, 人们必须有一个带宽:

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} \approx \frac{1}{2\Delta t},$$

或者为

$$\Delta f \approx \frac{1}{\Delta t}.$$

4 结论

通过上述讨论, 得出如下结论: (1) 采用门控 ST-PMT 探测阵列, 可测量 DPF 中子波形峰后 3~4 个量级物理图像; (2) 要完成上述测量, 必须对测量系统作一定限制, 传输电缆带宽必需大于或等于信号等效频率的 3 倍; (3) 根据公式(3), 电缆带宽与电缆长度有关, 所以在边界条件许可的情况下, 尽可能使用短电缆; (4) 电缆质量的好坏也影响电缆带宽, 所以实验时尽可能使用质量好的传输电缆来传送测量信号。

参考文献 (References):

- [1] Profio A E. Experimental Reactor Physics. Beijing: Atomic Energy Publishing House, 1980, 79-85 (in Chinese). (普罗菲奥 A E. 实验反应堆物理学. 北京: 原子能出版社, 1980, 79-85.)
- [2] Fudan University, Qinghua University, Beijing University. The Methods of Nuclear Physics Experiments. Beijing:

- Atomic Energy Publishing House, 1985, 379—385 (in Chinese).
(复旦大学、清华大学、北京大学. 原子核物理实验方法. 北京: 原子能出版社, 1985, 1985, 379-385.)
- [3] Liu Qingzhao. The Research of Measurement Technique of Plused Radiative Field. Beijing: Science Publishing House, 1994, 251—253 (in Chinese).
(刘庆兆. 脉冲辐射场诊断技术. 北京: 科学出版社, 1994, 251—253.)
- [4] Ouseph P J. Introduction to Nuclear Radiation Detectors. Beijing: Science Publishing House, 1980, 111—124 (in Chinese).
(奥塞夫 P J. 核辐射探测器入门. 北京: 科学出版社, 1980, 111—124.)
- [5] Liu Shengkang. Neutron Physics. Beijing: Atomic Energy Publishing House, 1986, 79—85 (in Chinese).
(刘圣康. 中子物理. 北京: 原子能出版社, 1986, 79—85.)

Study of Influence with Fourier Transform on Long Cable in Measurement of Fall Time of DPF Neutron Profile^{*}

GUO Hong-sheng¹⁾, LI Ru-rong, TANG Deng-pan, YANG Gao-zhao, HU Qing-yuan,
SI Fen-ni, ZHANG Jian-hua, PENG Tai-ping

(*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China*)

Abstract: The influence of the Fourier Transform on long cable in the measurement of fall time of DPF neutron profile is discussed by mathematical methods. The application of anti-convolution function with the Fourier Transform on long cable is analysed. The time interval between the peak time and the time that the height falls 3 orders of magnitude after peak is measured with gated-detector array system which consists of PMT(photomultiplier tube) and organic scintillation crystal.

Key words: dense plasma focus; Fourier Transform on long cable; anti-convolution method; measurement of neutron profile; gate-switch detection system

* Received date: 13 Sep. 2010; Revised date: 5 Jul. 2011

* Foundation item: Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics(2010B0103004)

1) E-mail: well2462@sina.com.cn