

# 自发参量下转换双光子场绝对校准 光电探测器的方法研究

孙利群<sup>†</sup> 张彦鹏 刘亚芳 唐天同

(西安交通大学, 西安 710049)

杨照金 向世明

(西安应用光学研究所, 西安 710065)

(1999 年 5 月 14 日收到)

讨论了一种基于自发参量下转换双光子场绝对校准光电探测器灵敏度的新方法,着重推导了对自发参量下转换过程中产生的单光子的探测概率和双光子的符合速率,从而阐明了绝对测量光电探测器量子效率的原理.基于这一方法对光子计数型光电倍增管的响应灵敏度进行了测量,并将实验结果与常规方法测得的结果进行了比较.

PACC : 4265 ; 4250

## 1 引 言

在光度学中有两大基本问题,即光电探测器响应灵敏度的校准和光源辐射功率的测量.这些标定工作通常是以 3000 K 的高温黑体为标准辐射源来完成的,八十年代后又出现了以内量子效率接近 100% 的硅光电二极管为标准探测器的自校准技术<sup>[1]</sup>.然而,这两种方法都有其内在的缺点.前一种方法的缺点在于测量的不确定度相对较大,而且制作黑体原器的工艺复杂;而后一种方法的缺点主要是对硅光电二极管的性能要求较高,其测量不确定度取决于所用硅光电二极管内量子效率接近于 1 的程度.

本文讨论的基于自发参量下转换双光子场绝对测量光电探测器灵敏度的方法,不依赖于被测器件本身的性能.它是利用自发参量下转换过程中产生的下转换双光子之间固有的时间相关性来确定被测光电探测器的响应灵敏度,因而具有更为广泛的适用性和更强的可操作性.这种测量方法不借助于任何已知响应度的标准器,因而是一种绝对测量方法.

## 2 自发参量下转换双光子场的产生

自发参量下转换双光子场是由单色抽运光子流和量子真空噪声对非中心对称非线性晶体的综合作用而产生的<sup>[2]</sup>.将一束激光射到一个二阶非线性极化率  $\chi^{(2)}$  不为 0 的非线性晶体上,那么这一抽运辐射的每一个光子,在被非线性晶体散射的过程中,会以一定的概率转化为频率较低的两个光子,分别称为信号光子和闲置光子(见图 1),这一对光子就称为自发参量下转换双光子.

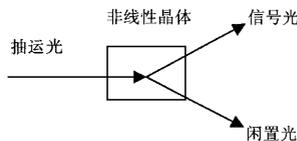


图 1 自发参量下转换双光子场的产生示意图

由于抽运光为一束激光,而且它在通过非线性晶体的过程中减弱得很少,因此可以对抽运光场作经典处理,而对下转换双光子场作非经典处理,即将信号场和闲置场量子化.

假设入射光场为一单色平面波,其电场强度的

<sup>†</sup> 通讯地址:西安 123 信箱八室,西安 710065.

振幅为  $V$ , 波矢为  $k_p$ , 角频率为  $\omega_p$ , 则

$$E(\mathbf{r}, t) = V e^{i(k_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)}. \quad (1)$$

下转换双光子场用波矢分别为  $k_1$  和  $k_2$ , 角频率分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的平面波模展开<sup>[3]</sup>, 则

$$\hat{E}_1^+(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{L^{3/2}} \sum_{k_1, s_1} \left( \frac{\hbar \omega_1}{2\epsilon_0} \right)^{1/2} \hat{a}_{k_1, s_1} \epsilon_{k_1, s_1} e^{i(k_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)}, \quad (2)$$

$$\hat{E}_2^+(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{L^{3/2}} \sum_{k_2, s_2} \left( \frac{\hbar \omega_2}{2\epsilon_0} \right)^{1/2} \hat{a}_{k_2, s_2} \epsilon_{k_2, s_2} e^{i(k_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)}, \quad (3)$$

其中  $L^3$  为量子化模体积, 随后的计算中将令它趋于无穷大.  $\epsilon_{k_i, s_i}$  ( $i=1, 2$ ) 为依赖于波矢  $k$  和偏振方向  $s$  的单位偏振矢量,  $\hat{a}$  为光子湮没算符.

在光学参量过程中, 三波相互作用哈密顿  $\hat{H}_I$  可以写为

$$\hat{H}_I(t) = \frac{1}{2} \int_V P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t) E_i(\mathbf{r}, t) \mathcal{d}V, \quad (4)$$

其中积分区间  $V$  为非线性介质的体积,  $P_i^{(2)}$  为由抽运场  $E_i$  产生的二阶非线性极化强度, 它将抽运光场的能量耦合到双光子场输出. 二阶非线性极化强度  $P_i^{(2)}$  可由二阶非线性极化率  $\chi_{ijk}^{(2)}$  定义为

$$P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t). \quad (5)$$

由(4)和(5)式可得

$$\hat{H}_I(t) = \frac{1}{2} \int_V \chi_{ijk}^{(2)} E_i(\mathbf{r}, t) E_j(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t) \mathcal{d}V. \quad (6)$$

将(1)–(3)式代入(6)式可得

$$\begin{aligned} \hat{H}_I(t) = & \frac{-\hbar \sqrt{\omega_1 \omega_2}}{4\epsilon_0} \int_V \mathcal{d}V \left[ \chi_{ijk}^{(2)} \frac{1}{L^3} \sum_{k_1, s_1, k_2, s_2} \hat{a}_{k_1, s_1}^+ \right. \\ & \cdot \hat{a}_{k_2, s_2}^+ (\epsilon_{k_1, s_1}^*) (\epsilon_{k_2, s_2}^*) V_k \\ & \left. \cdot e^{-i(k_1 + k_2 - k_p) \cdot \mathbf{r} + i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t} \right] + \text{H. c.} \quad (7) \end{aligned}$$

如果非线性介质是一个中心位于  $r_0$ , 三边尺寸分别为  $l_1, l_2, l_3$  的均匀长方体, 则(7)式可积, 有

$$\begin{aligned} \hat{H}_I(t) = & \frac{-\hbar \sqrt{\omega_1 \omega_2}}{4\epsilon_0} \chi_{ijk}^{(2)} \frac{1}{L^3} \sum_{k_1, s_1, k_2, s_2} \hat{a}_{k_1, s_1}^+ \\ & \cdot \hat{a}_{k_2, s_2}^+ (\epsilon_{k_1, s_1}^*) (\epsilon_{k_2, s_2}^*) V_k \\ & \cdot e^{-i(k_1 + k_2 - k_p) \cdot r_0 + i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t} \\ & \cdot \prod_{m=1}^3 \frac{\sin \frac{1}{2}(k_p - k_1 - k_2)_m l_m}{\frac{1}{2}(k_p - k_1 - k_2)_m} + \text{H. c.} \quad (8) \end{aligned}$$

在相互作用绘景中, 由态函数  $|\psi(t)\rangle$  满足的薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H}_I(t) |\psi(t)\rangle, \quad (9)$$

可得态函数  $|\psi(t)\rangle$  为

$$|\psi(t)\rangle = \exp \left[ \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \hat{H}_I(t') \mathcal{d}t' \right] |\psi(0)\rangle. \quad (10)$$

如果量子场的初始态  $|\psi(0)\rangle$  为真空态, 即  $|\psi(0)\rangle = |\text{Vac}\rangle = |\text{Vac}_s\rangle |\text{Vac}_i\rangle$ , 则

$$|\psi(t)\rangle = \exp \left[ \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \hat{H}_I(t') \mathcal{d}t' \right] |\text{Vac}_s\rangle |\text{Vac}_i\rangle. \quad (11)$$

将指数函数展开, 取一阶近似, 只保留前两项, 有

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle = & \left[ 1 + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \hat{H}_I(t') \mathcal{d}t' \right] |\text{Vac}_s\rangle |\text{Vac}_i\rangle \\ = & |\text{Vac}_s\rangle |\text{Vac}_i\rangle + \frac{i\sqrt{\omega_1 \omega_2}}{4\epsilon_0} \chi_{ijk}^{(2)} \frac{1}{L^3} \\ & \cdot \sum_{k_1, s_1, k_2, s_2} (\epsilon_{k_1, s_1}^*) (\epsilon_{k_2, s_2}^*) V_k \cdot e^{-i(k_1 + k_2 - k_p) \cdot r_0} \\ & \cdot \prod_{m=1}^3 \frac{\sin \frac{1}{2}(k_p - k_1 - k_2)_m l_m}{\frac{1}{2}(k_p - k_1 - k_2)_m} \\ & \cdot e^{i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} \\ & \cdot |k_1, s_1\rangle_s |k_2, s_2\rangle_i. \quad (12) \end{aligned}$$

在上式中已经假设了与信号光子和闲置光子对应的模是不同的, 而且它们所对应的 Hilbert 空间没有重叠. 我们用  $[k_1, s_1]$  代表一系列信号光子模, 用  $[k_2, s_2]$  代表一系列闲置光子模. 为了简化起见, 假设了信号光子和闲置光子的偏振方向相同, 而且它们各自的传播方向已由测量装置完全限定, 即  $k_1, k_2$  确定. 则(12)式可以简化为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle = & |\text{Vac}_s\rangle |\text{Vac}_i\rangle + \eta \mathcal{V}(\delta\omega) \\ & \cdot \sum_{\omega_1, \omega_2} \mathcal{H}(\omega_1, \omega_2) e^{i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \\ & \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} |k_1, s_1\rangle_s |k_2, s_2\rangle_i \quad (13) \end{aligned}$$

其中  $\mathcal{H}(\omega_1, \omega_2)$  为频率  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的对称函数, 峰值位于  $\omega_1 = \frac{1}{2}\omega_p = \omega_2$  处, 并且满足归一化条件

$$2\pi\delta\omega \sum_{\omega} \phi |(\omega - \omega_p - \omega)|^2 = 1, \quad (14)$$

$\eta$  为一个表征下转换效率的参数,如果抽运光强度  $|V|^2$  以光子每秒为单位,那么  $|\eta V|^2$  为下转换光子的产生速率.

至此,我们得到了由(13)式表示的自发参量下转换双光子场的量子态,在此基础上,我们可以得到自发参量下转换单光子的探测概率和双光子的符合速率.

### 3 单光子的探测概率

我们假设信号光子和闲置光子分别被量子效率为  $\alpha_s$  和  $\alpha_i$  的光电探测器接收,非线性介质出射面处的信号场  $\hat{E}_s^+(\chi, t)$  和闲置场  $\hat{E}_i^+(\chi, t)$  分别表示为

$$\hat{E}_s^+(\chi, t) = \left(\frac{\delta\omega}{2\pi}\right)^{1/2} \sum_{\omega} \hat{a}_s(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (15)$$

$$\hat{E}_i^+(\chi, t) = \left(\frac{\delta\omega}{2\pi}\right)^{1/2} \sum_{\omega} \hat{a}_i(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (16)$$

其中  $\hat{a}_s(\omega)$ ,  $\hat{a}_i(\omega)$  分别为作用于频率为  $\omega$  的信号光子和闲置光子的湮没算符. 则信号光被接收器探测的概率  $R_s(t)$  为

$$R_s(t) = \alpha_s \langle \psi(t) | \hat{E}_s^-(\chi, t) \hat{E}_s^+(\chi, t) | \psi(t) \rangle. \quad (17)$$

将(12)和(15)式代入(17)式,可以得到

$$\begin{aligned} R_s(t) = & \alpha_s \frac{\delta\omega}{2\pi} |\eta V|^2 (\delta\omega)^2 \sum_{\omega'} \sum_{\omega''} \sum_{\omega_1} \sum_{\omega_2} \sum_{\omega_3} \sum_{\omega_4} \\ & \cdot \phi^*(\omega_1, \omega_2) \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} \\ & \cdot e^{-(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \phi(\omega_3, \omega_4) \\ & \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)} e^{(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t/2} \\ & \cdot e^{(\omega' - \omega'')t} \alpha_s |\omega_1|_i |\omega_2| \hat{a}_s^+(\omega') \hat{a}_s(\omega'') \\ & \cdot |\omega_3|_s |\omega_4|_i. \end{aligned} \quad (18)$$

当且仅当  $\omega' = \omega_1$ ,  $\omega'' = \omega_3$ ,  $\omega_2 = \omega_4$  时,上式才不为 0, 则(18)式可以简化为

$$\begin{aligned} R_s(t) = & \alpha_s \frac{\delta\omega}{2\pi} |\eta V|^2 (\delta\omega)^2 \sum_{\omega_1} \sum_{\omega_2} \sum_{\omega_3} \\ & \cdot \phi^*(\omega_1, \omega_2) \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} \\ & \cdot e^{(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \phi(\omega_3, \omega_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)} e^{-(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)t/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

在  $\delta\omega \rightarrow 0$  的极限情况下(19)式可以用积分代替求和, 则

$$\begin{aligned} R_s(t) = & \alpha_s \frac{|\eta V|^2}{2\pi} \int d\omega_1 \int d\omega_2 \phi^*(\omega_1, \omega_2) \\ & \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} e^{(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \\ & \cdot \int d\omega_3 \phi(\omega_3, \omega_2) \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)} \\ & \cdot e^{-(\omega_3 + \omega_2 - \omega_p)t/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \text{令 } F(\omega_2, t) = & \int_0^\infty d\omega \phi(\omega, \omega_2) \\ & \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega + \omega_2 - \omega_p)} e^{-(\omega + \omega_2 - \omega_p)t/2}, \end{aligned} \quad (21)$$

作变量代换  $\omega = \omega_p - \omega_2 + \Omega$ , 假设  $\phi(\omega, \omega_2)$  随  $\omega$  的变化足够缓慢, 则有

$$\phi(\omega_p - \omega_2 + \Omega, \omega_2) \approx \phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2). \quad (22)$$

同时,由傅里叶变换有

$$\begin{aligned} F(\omega_2, t) = & \phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2) \int_{\omega - \omega_p}^\infty d\Omega \frac{\sin \Omega t / 2}{\Omega / 2} e^{-i\Omega t / 2} \\ = & \phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2) \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega \frac{\sin \Omega t / 2}{\Omega / 2} e^{-i\Omega t / 2} \\ = & 2\pi \phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2), \end{aligned} \quad (23)$$

再利用(14)式,可以得到

$$\begin{aligned} R_s(t) = & \alpha_s \frac{|\eta V|^2}{2\pi} \int_0^\infty d\omega_2 4\pi^2 |\phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2)|^2 \\ = & \alpha_s |\eta V|^2 2\pi \int_0^\infty d\omega_2 |\phi(\omega_p - \omega_2, \omega_2)|^2 \\ = & \alpha_s |\eta V|^2. \end{aligned} \quad (24)$$

同理,对于闲置光子也有类似的探测概率  $R_i(t)$

$$R_i(t) = \alpha_i |\eta V|^2. \quad (25)$$

(24)和(25)式表明,信号光子和闲置光子的探测概率,除与探测器的量子效率有关外,仅取决于下转换光子的产生速率  $|\eta V|^2$ .

## 4 双光子的符合速率

设量子效率为  $\alpha_s$  的探测器在  $t$  时刻探测到的信号光子与量子效率为  $\alpha_i$  的探测器在  $t + \tau$  时刻探测到的闲置光子为一对下转换光子,则它们的符合概率  $P(t, t + \tau)$  为<sup>[4]</sup>

$$\begin{aligned} P(t, t + \tau) &= \alpha_i \alpha_s \langle \hat{E}_s^-(t) \hat{E}_i^-(t + \tau) \\ &\quad \cdot \hat{E}_i^+(t + \tau) \hat{E}_s^+(t) \rangle \langle \hat{\phi} \rangle \\ &= \alpha_i \alpha_s \left( \frac{\delta\omega}{2\pi} \right)^2 |\eta V \langle \delta\omega \rangle \sum_{\omega'} \sum_{\omega''} \sum_{\omega'''} \sum_{\omega''''} \sum_{\omega_1} \\ &\quad \cdot \sum_{\omega_2} \sum_{\omega_3} \sum_{\omega_4} \phi^*(\omega_1, \omega_2) \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} \\ &\quad \cdot e^{-(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \langle \hat{\phi}(\omega_3, \omega_4) \\ &\quad \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)} e^{(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t/2} \\ &\quad \cdot e^{(\omega' + \omega'' - \omega''' - \omega''')t} e^{(\omega'' - \omega''')t} \\ &\quad \cdot {}_s \langle \omega_1 | \hat{a}_s^+(\omega') \hat{a}_i^+(\omega'') \\ &\quad \cdot \hat{a}_i^-(\omega''') \hat{a}_s^-(\omega'''' ) \omega_3 {}_s \langle \omega_4 | \omega_1 \rangle \rangle \end{aligned} \quad (26)$$

同理,当且仅当  $\omega' = \omega_1, \omega'' = \omega_2, \omega''' = \omega_4, \omega'''' = \omega_3$  时,上式才不为 0,则上式在  $\delta\omega \rightarrow 0$  的极限情况下,用积分代替求和,有

$$\begin{aligned} P(t, t + \tau) &= \alpha_s \alpha_i \left( \frac{\eta V}{2\pi} \right)^2 \int d\omega_1 \int d\omega_2 \\ &\quad \cdot \phi^*(\omega_1, \omega_2) \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)} \\ &\quad \cdot e^{-(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t/2} \int d\omega_3 \int d\omega_4 \langle \hat{\phi}(\omega_3, \omega_4) \\ &\quad \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t}{\frac{1}{2}(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)} e^{(\omega_3 + \omega_4 - \omega_p)t/2} \\ &\quad \cdot e^{(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t} e^{(\omega_2 - \omega_4)t} \\ &= \alpha_s \alpha_i |\eta V|^2 \int d\omega_2 \phi^*(\omega_p - \omega_2, \omega_2) e^{i\omega_2 \tau} \\ &\quad \cdot \int d\omega_4 \langle \hat{\phi}(\omega_p - \omega_4, \omega_4) \rangle e^{-i\omega_4 \tau} \\ &= \alpha_s \alpha_i 4\pi^2 |\eta V|^2 |\chi(\tau)|^2, \end{aligned} \quad (27)$$

其中

$$\chi(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \langle \hat{\phi}(\omega, \omega_p - \omega) \rangle e^{-i\omega\tau} d\omega, \quad (28)$$

$\chi(\tau)$  为由下转换双光子谱函数  $\langle \hat{\phi}(\omega, \omega_p - \omega) \rangle$  决定的自相关函数. 由于  $\langle \hat{\phi}(\omega, \omega_p - \omega) \rangle$  是以  $\omega = \omega_p/2$  为中心的对称函数,且其带宽非常宽,因此  $\chi(\tau)$  的有效时间  $T_c$  非常短,其典型值小于  $1 \text{ ps}$ <sup>[5]</sup>.

由符合计数装置测得的平均符合速率  $R_{si}$  正比于  $P(t, t + \tau)$  对  $\tau$  的积分,其积分区间  $-T_R/2 \sim T_R/2$  取决于符合计数电路的分辨时间  $T_R$ . 当  $T_R \gg T_c$  时,对这一区间的积分等效于  $P(t, t + \tau)$  对整个无穷区间的积分,利用 Plancherel 定理

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\chi(\tau)|^2 d\tau = 2\pi \int_0^{\infty} |\langle \hat{\phi}(\omega, \omega_p - \omega) \rangle|^2 d\omega, \quad (29)$$

可以得到

$$\begin{aligned} R_{si} &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(t, t + \tau) d\tau \approx \alpha_s \alpha_i 2\pi |\eta V|^2 \\ &\quad \cdot \int_0^{\infty} |\langle \hat{\phi}(\omega, \omega_p - \omega) \rangle|^2 d\omega = \alpha_s \alpha_i |\eta V|^2. \end{aligned} \quad (30)$$

上式表明,下转换双光子的符合速率正比于两探测器的量子效率和下转换光子的产生速率之积.

## 5 绝对校准光电探测器的方法

由(24)、(25)和(30)式可以看出,如果探测信号光子和闲置光子的探测器的量子效率都为 100%,则单光子的探测概率和双光子的符合速率相等,也就是说,在自发参量下转换过程中,每一个信号光子在一个方向上的辐射都伴随着在与其共轭的方向上辐射一个闲置光子.两个共轭光子的频率取决于它们的传播方向,这对共轭光子在时间上的高度相关性为绝对测量光电探测器的量子效率奠定了基础.

适当选取两个光电探测器的位置和接收孔径,使它们能够接收到信号光子和闲置光子,则由(24)、(25)和(30)式可以得到

$$\frac{R_{si}(t)}{\alpha_s \alpha_i} = \frac{R_s(t)}{\alpha_s} = \frac{R(t)}{\alpha_i}, \quad (31)$$

即

$$\alpha_s = \frac{R_{si}(t)}{R(t)}, \quad \alpha_i = \frac{R_{si}(t)}{R_s(t)}. \quad (32)$$

据此,我们可以通过同时测量下转换双光子的符合速率  $R_{si}(t)$  和信号光子或闲置光子  $R_s(t)$ ,  $R(t)$  的探测概率,确定探测器的量子效率  $\alpha_s$  和  $\alpha_i$ .

基于自发参量下转换双光子场绝对测量光电探测器量子效率的实验装置图见图 2.

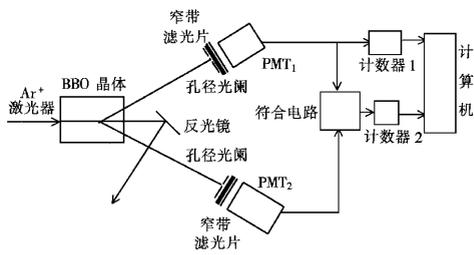


图 2 基于自发参量下转换双光子场绝对测量光电探测器量子效率的实验装置图

为产生自发参量下转换双光子场,用一束线偏振 30 mW 输出波长为 351.1 nm 的 Ar 离子激光器抽运 BBO 晶体,晶体的输入输出端面分别镀有对 351 nm 和 702 nm 波长光的增透膜,晶体光轴与入射光的夹角为  $38.6^\circ$ . 经 BBO 晶体后产生的波长位于 702 nm 的下转换双光子的强度约为  $10^8 \text{ s}^{-1}$ , 两束下转换光之间的夹角约为  $22.3^\circ$ .

下转换双光子分别经过孔径光阑、干涉滤光片后,由被测光电倍增管  $\text{PMT}_2$  和参考光电倍增管  $\text{PMT}_1$  接收. 为了使参考光电倍增管接收所有与被测光电倍增管接收的信号光子共轭的闲置光子,参考光路上的孔径光阑的孔径要大于测量光路光阑的

孔径,且参考光路干涉滤光片的带宽也应大于测量光路滤光片的带宽<sup>[6]</sup>. 参考光路中光电探测器输出的光电流脉冲同时输入到计数器 1 和符合电路,与被测光电探测器输出的光电流脉冲符合,符合结果通过计数器 2 计数,得到  $R_s(t)$ . 将  $R_s(t)$  与计数器 1 输出的结果  $R_l(t)$  比较,就可以得到被测光电倍增管的量子效率  $\alpha_s$ .

我们对日本滨松公司生产的 R2949 脉冲输出型光电倍增管在 702 nm 处的量子效率进行了实际测量,同时用基于低温辐射计建立的光度计量标准装置对其进行了校准,二者所得结果的一致性在 2% 以内.

## 6 结 论

基于自发参量下转换过程中光的非经典统计特性而得到的绝对测量光电探测器量子效率的方法,为不借助于任何标准器绝对定标光电探测器的响应度提供了一种简单可行的方案,这一方法的可靠性在我们的实验中得到了证实. 通过改变晶体光轴与抽运光方向的夹角,可以连续调整下转换双光子的波长,通过被测探测器空间位置的移动可以绝对测量被测器件的空间响应分布,因而这一方法可以进一步推广到在一宽的光谱范围内绝对校准光电探测器光谱响应灵敏度的空间分布.

- [1] E. F. Zalewski, C. R. Duda, *Appl. Opt.*, **22**(1983) 2867.  
 [2] D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics* (Gordon & Breach, New York, 1988), p. 321.  
 [3] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Clarendon, 1983).  
 [4] Z. Y. Ou, L. J. Wang, L. Mandel, *Phys. Rev.*, **A40**(1989),

1428.

- [5] Z. Y. Ou, X. Y. Zou, L. J. Wang *et al.*, *Phys. Rev.*, **A42**(1990) 2957.  
 [6] C. K. Hong, L. Mandel, *Phys. Rev.*, **A31**(1985) 2409.

# ABSOLUTE CALIBRATION OF PHOTODETECTORS BASED ON SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN-CONVERSION BIPHOTON FIELD

SUN LI-QUN ZHANG YAN-PENG LIU YA-FANG TANG TIAN-TONG

(*Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

YANG ZHAO-JIN XIANG SHI-MING

(*Xi'an Institute of Applied Optics, Xi'an 710065, China*)

(Received 14 May 1999)

## ABSTRACT

A new method of absolute calibration of photodetector sensitivity based on spontaneous parametric down-conversion (SPDC) biphoton field is described. The process of SPDC is studied theoretically. The single photon detection probability and two-photon coincidence probability are derived and the calibration principle for photodetectors is explained. An experimental system has been set up. The sensitivity of a photon-counting photomultiplier tube was measured, and the results were compared with those obtained using conventional method.

PACC : 4265 ; 4250