

FTIR-Q 开关的理论探讨

张镇西 张智勇* 程向明*

(西北大学物理系)

提 要

本文叙述了受抑全内反射型 Q 开关的工作原理, 推导了有关的经典公式, 从理论上证明了双向压电换能驱动的受抑全内反射型 Q 开关 (FTIR-Q 开关) 的可行性。

随着激光技术的发展, 调 Q 技术也日趋完善, 但各种调 Q 技术中都有一些不足之处, 如转镜 Q 开关噪声较大, 使用寿命短; 电光开关调制电压高而效率低; 声光开关脉宽不够窄, 对高功率激光不适用; 可饱和染料 Q 开关不稳定等。而近年出现的新型受抑全内反射型 Q 开关 (Frustrated total internal reflection Q switch) 是一种低损耗、高效率的新型开关; 因驱动电压低, 易于控制, 输出稳定, 并能承受大功率密度和具有通带宽 (熔融石英的现有通带 $0.3 \sim 2.5 \mu\text{m}$) 等优点; 其结构简单, 可用来代替文献 [4] 中的开关, 获得偏振输出。正是由于这些优点, 受抑全内反射 Q 开关被广泛地应用于各种激光器和选通开关。

一、基本原理

FTIR-Q 开关的基本结构如图 1 所示。当外来信号加在换能器上推动棱镜时, 使间隙 (空气) 发生周期性改变。由于抑制棱镜的移动破坏了全反射, 激光通过这个开关时发生部分透射和反射。当 $d \rightarrow 0$ 时 ($d < 0.1\lambda$) 腔内透射损耗很大, 不能形成振荡, 从而进行粒子数反转积累; 达到饱和时, 在压电换能器的作用下 d 猛然增大, 透射率下降, 反射率上升; 当 d 再次趋近于零时, 透射率增大, 将腔内的激光能量全部倒空, 产生一激光巨脉冲, 从而完成了一次调 Q 过程。其透射率 T 与间隙的关系为^[1~3]

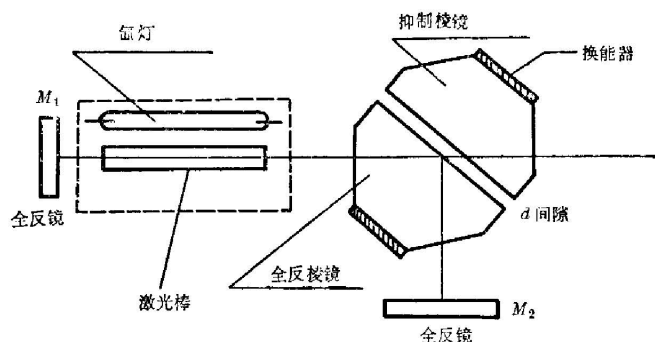


图 1 FTIR-Q 开关的基本结构简图

Fig. 1 Schematic diagram of the FTIR-Q switch

从而完成了一次调 Q 过程。其透射率 T 与间隙的关系为^[1~3]

收稿日期: 1983 年 7 月 26 日; 收到修改稿日期: 1983 年 11 月 28 日

* 西北大学物理系 1983 届学生。

$$\left. \begin{aligned}
 T &= \frac{1}{\alpha \operatorname{sh}^2 y + \beta}, \\
 \alpha_s &= \frac{(N^2 - 1)(N^2 n^2 - 1)}{4N^2 \cos \theta_0 (N^2 \sin^2 \theta_0 - 1) \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}, \\
 \alpha_p &= \frac{\alpha_s}{n^2} [(N^2 + 1) \sin^2 \theta_0 - 1] [(N^2 n^2 + 1) \sin^2 \theta_0 - n^2], \\
 \beta_s &= \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} + \cos \theta_0)^2}{4 \cos \theta_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}, \\
 \beta_p &= \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} + n^2 \cos \theta_0)^2}{4n^2 \cos \theta_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}, \\
 y &= 2\pi (d/\lambda) \sqrt{N^2 \sin^2 \theta - 1},
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

下角码 s, p 分别表示垂直、平行于入射面的偏振分量, θ_0 为光的入射角, λ 为激光波长, d 为间隙的宽度, $n = n_2/n_0$, $N = n_0/n_1$, n_1 为间隙折射率, 在我们所讨论的情况下为空气, 即 $n_1 = 1$, n_0 和 n_2 为棱镜的折射率。由(1)式可以作出 T 与 d 的关系曲线, 如图 2 所示。

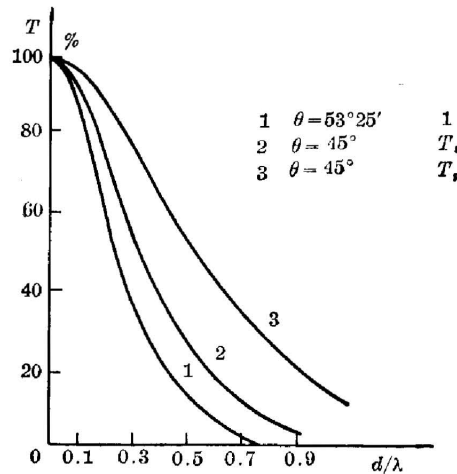


图 2 透射率(T)与间隙/波长(d/λ)的关系

Fig. 2 Transmission vs normalized optical separation

二、公式推导

我们从薄膜光学理论出发推导公式(1)。光由 n_0 和 n_1 界面入射(如图 3 所示)。

设入射光的振幅为 1, 则反射光的合振幅为

$$r = (r_{01} + r_{12}e^{-i\delta_1}) / (1 + r_{01}r_{12}e^{-i\delta_1}). \quad (2)$$

经反射和透射形成反射光的位相差为^[6] $\delta_1 = \frac{4\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos \theta_1$ 。应用 $n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1$, 并将

$\delta_1 = \delta'$, 于是得

$$\delta' = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2d \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta_0 - n_1^2},$$

δ' 前面的符号必须取正, 否则与物理意义矛盾。反射时的相位改变也包含在 r 之中。因此,

这里取复数。对于全反射而言, 只有位相变化, 即

$r_{01} = e^{i\delta_{01}}$, $r_{12} = e^{i\delta_{12}}$ 分别为全反射系数, 由 Storks

可逆性原理^[5] 得 $r_{12} = -r_{21} = e^{i\delta_{21}}$, 代入(2)式得

$$r e^{i\delta} = (e^{i\delta_{01}} - e^{i\delta_{21}} e^{-\delta'}) / (1 - e^{i(\delta_{01} + \delta_{21})} e^{-\delta'}), \quad (3)$$

其中, δ_{01} 、 δ_{21} 可用折射率和入射角 θ_0 表示为^[6]

$$e^{i\delta_{01s}} = \frac{\cos \theta_0 - i \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \frac{1}{N^2}}}{\cos \theta_0 + i \sqrt{\sin^2 \theta_0 - \frac{1}{N^2}}}, \quad (4)$$

$$e^{i\delta_{12s}} = \frac{\sqrt{1 - N^2 \sin^2 \theta_0} - i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - N^2 n^2}}{\sqrt{1 - N^2 \sin^2 \theta_0} + i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - N^2 n^2}}, \quad (5)$$

$$e^{i\delta_{01r}} = \frac{\frac{1}{N} \cos \theta_0 - i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - 1}}{\frac{1}{N} \cos \theta_0 + i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - 1}}, \quad (6)$$

$$e^{i\delta_{12r}} = \frac{N^2 n^2 \sqrt{1 - N^2 \sin^2 \theta_0} - i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - n^2 N^2}}{N^2 n^2 \sqrt{1 - N^2 \sin^2 \theta_0} + i \sqrt{N^2 \sin^2 \theta_0 - N^2 n^2}}, \quad (7)$$

其中 $N = n_0/n_1$, $n = n_2/n_0$ 。反射率

$$R = r \cdot r^* = \frac{e^{i\delta_{01}} - e^{i\delta_{21}} e^{-\delta'}}{1 - e^{i(\delta_{01} + \delta_{21})} e^{-\delta'}} \cdot \frac{e^{-i\delta_{01}} - e^{-i\delta_{21}} e^{-\delta'}}{1 - e^{i(\delta_{01} + \delta_{21})} e^{-\delta'}},$$

透射率和反射率的关系为 $T = 1 - R$

$$\frac{1}{T} = \frac{e^{\delta'} + e^{-\delta'} - [e^{i(\delta_{01} + \delta_{21})} + e^{-i(\delta_{01} + \delta_{21})}]}{e^{i\delta_{21}} e^{-i\delta_{01}} + e^{-i\delta_{21}} e^{i\delta_{01}} - [e^{i(\delta_{01} + \delta_{21})} + e^{-i(\delta_{01} + \delta_{21})}]} \quad (8)$$

对 s 分量, 将(4)、(5)式代入(8)式得到双曲正弦函数的平方为 $\text{sh}^2 x = \frac{e^{-2x} + e^{2x} - 2}{4}$,

令 $\delta' = 2y$, 可得

$$\frac{1}{T} = \alpha \text{sh}^2 y + \beta,$$

其中

$$\alpha_s = \frac{(N^2 n^2 - 1)(N^2 - 1)}{4N^2 \cos \theta_0 (N^2 \sin^2 \theta_0 - 1) \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}},$$

由(8)式和前面的结果可得

$$\beta_s = \frac{(\cos \theta_0 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0})^2}{4 \cos \theta_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}.$$

至此, 对于 s 分量两个表达式已证。同理可证 p 分量的表达式。将(6)、(7)式代入(8)式得

$$\frac{1}{T} = \alpha \text{sh}^2 y + \beta,$$

$$\alpha_p = \frac{\alpha_s}{n} [(n^2 N^2 + 1) \sin^2 \theta_0 - n^2] [(1 + N^2) \sin^2 \theta_0 - 1],$$

$$\beta_p = \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} + n^2 \cos \theta_0)^2}{4n^2 \cos \theta_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}.$$

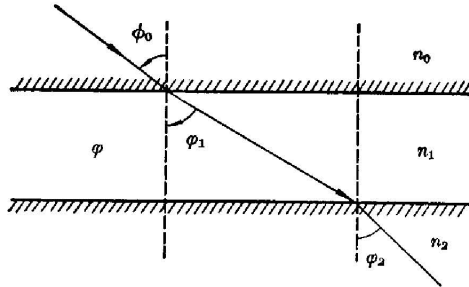


图3 电磁波在两个均匀介质中的传播

Fig. 3 Propagation of an electromagnetic wave through a homogeneous thin film between two semi-infinite dielectrics

到此, α_s 、 α_p 、 β_s 、 β_p 证完与前述结果完全一致。当 $d \rightarrow 0$ 时, 对 s 分量有

$$R_s = 1 - \frac{1}{\beta_s} = \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} - \cos \theta_0)^2}{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} + \cos \theta_0)^2} = \frac{(n_0 \cos \theta_0 - n_2 \cos \theta_2)^2}{(n_0 \cos \theta_0 + n_2 \cos \theta_2)^2},$$

与介质 n_0 和 n_2 分界面处反射的非涅耳公式完全一致。对于 p 分量也可以得到与此完全一致的结果。当 $n=1$ (空气), $n_0=n_2$ (石英) 时 $\beta_s=\beta_p=1$,

$$\alpha_s = \left(\frac{N^2 - 1}{2N} \right)^2 \frac{1}{\cos^2 \theta_0 (N^2 \sin^2 \theta_0 - 1)},$$

$$\alpha_p = \alpha_s [(N^2 + 1) \sin^2 \theta_0 - 1]^2.$$

由上式可作出 T 与 d 的关系曲线 (如图 2 所示), 从而可找出最佳透过率所对应的最佳间隙及其它的最佳工作状态。

三、双向压电换能调制

1. 单向压电换能 Q 开关的速率方程

设声振动在缝隙处的振幅为 B 、频率为 ω , 未加控制信号的初始间隙为 A , 则加声振动后, 缝隙 d 的变化为 $d/\lambda = A + B \sin(\omega t + \varphi)$, 取 $\varphi=0$, 则

$$d/\lambda = A + B \sin \omega t,$$

$$T = \frac{1}{\alpha \operatorname{sh}^2 [2\pi (A + B \sin \omega t) \sqrt{N^2 \sin^2 \theta - 1}] + 1},$$

$$R = 1 - \frac{1}{\alpha \operatorname{sh}^2 [2\pi (A + B \sin \omega t) \sqrt{N^2 \sin^2 \theta + 1}] + 1}.$$

由图 1 可知激光振荡条件为:

$$R_1 R_2 R^2 (1 - \alpha_{\text{is}})^2 \exp[2L(\alpha - \alpha_0)] = 1,$$

L 为工作物质有效长度, α 为增益系数, α_0 为损耗系数。由 $R_1=R_2=1$ 求得

$$r(t) = r_0 - \ln R = r_0 - \ln \left[1 - \frac{1}{\alpha \operatorname{sh}^2 [2\pi (A + B \sin \omega t) \sqrt{N^2 \sin^2 \theta - 1}] + 1} \right]. \quad (9)$$

对于给定的系统 r_0 、 α 、 N 、 θ 均为常数, $r(t)$ 是与时间有关的函数。将 $r(t)$ 代入下列速率方程^[7]:

$$\left. \begin{aligned} T_1 \frac{\partial N_0}{\partial t} &= -2\phi_0 N_0 + \left[\frac{2K_1}{K_1 + K_2} \right] \frac{T_1 N_{10}}{\tau}, \\ T_1 \frac{\partial N_{10}}{\partial t} &= \phi_0 N_0 - \frac{T_1 N_{10}}{\tau}, \\ T_1 \frac{\partial \phi_0}{\partial t} &= \phi_0 [N_0 - r(t)], \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 N_0 为归一化反转粒子数密度, N_{10} 为归一化下能级粒子数密度, ϕ_0 为无子数密度。当增益等于损耗时得阈值反转粒子数密度 $\overline{N_0(t)}$ 为

$$\overline{N_0(t)} = r(t) = r_0 - \ln \left[1 - \frac{1}{\alpha \operatorname{sh}^2 [2\pi (A + B \sin \omega t) \sqrt{N^2 \sin^2 \theta - 1}] + 1} \right].$$

对于已给定的系统将初始值代入求得 $N_0(0)$, $\phi_0(0)$ 值, 以及 $\phi_{\max} = \frac{1}{2} (N_0 - \overline{N_0(t)}) + N_0(0) \ln \left[\frac{\overline{N_0(t)}}{N_0} \right]$ 等, 然后由初始值与 (10) 式联立求解, 用数值算法由计算机求得相

应的工作曲线, 从而得知各参数对输出特性的影响。当 A 确定后, 随着 ω 、 B 的增大, 峰值 ϕ_M 也增加, 脉冲建立时间提前, A 的数值决定了初始反转粒子数密度 $N_0(0)$ 等, A 愈小, $N(0)$ 愈大, ϕ_M 愈大, 脉宽越窄, 输出功率相应增加。如 ω 取值较低时, 当第一个脉冲形成后, 反转粒子数不能迅速倒空, 剩余粒子数较多, $r(t)$ 继续下降又引起第二个脉冲输出。同时, B 的减少也会引起多脉冲出现。我们总可通过 A 、 B 和 ω 的最佳选择, 将 Q 开关控制在最优状态。

2. 双向压电换能 Q 开关初探

为进一步提高输出功率, 压缩脉宽和在远红外的应用, 要求开关具有更大幅度的调节范围, 从而引出了双向压电换能(双向抑制)的设想。其基本结构和单向相同, 不同之处是在两边的换能器上同时加上控制信号, 在二者的共同作用下完成调 Q 过程。

压电换能器用阶跃脉冲电压驱动, 当脉冲电压发生器产生的脉冲电压加于换能器上时, 就会产生超声波辐射入石英介质玻璃棱镜, 引起玻璃介质的振动, 带动棱镜介质面振动, 从而使间隙改变。超声波在介质传播时, 声振动的振幅为 B , 与声强 I 的关系为: $I = \rho v \omega_0^2 B^2 / 2$, 由此可以根据 B 求出相应的 I , 再由换能器辐射的声功率可以求得所需的脉冲电压。

如果加上阶跃电压, 由于晶体的逆压电效应, 相应引起晶面的快速振动, 在这一瞬时, Q 值发生突变, 使激光振荡在一次往返中完成, 并快速实现腔倒空以后又回到低 Q 态, 脉宽最窄可以达到 $2L/C$ 。当两边同时加上阶跃信号电压时, 引起两块棱镜同时动作, 从而加速开关速度, 缩短开关时间, 压窄激光脉宽, 提高输出功率。

设加在两换能器上的阶跃电压分别是 $A_1 + B_1 \sin(\omega_1 t_1 + \varphi_1)$ 和 $A_2 + B_2 \sin(\omega_2 t_2 + \varphi_2)$ 。由此引起的空气间隙总的改变量为

$$d/\lambda = A_1 + A_2 + B_1 \sin(\omega_1 t_1 + \varphi_1) + B_2 \sin(\omega_2 t_2 + \varphi_2)。$$

调 Q 过程的速率方程和前述相同, 只是把相应的 d/λ 值代入 $r(t)$ 即可。对于一个给定的系统, d/λ 应是在一个固定的范围内调节。因此可将单向和双向进行比较说明后者的特性。设原单向的间隙为 $d/\lambda = A + B \sin(\omega t + \varphi)$, 则有

$$A + B \sin(\omega t + \varphi) = A_1 + B_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 + B_2 \sin(\omega_2 t_2 + \varphi_2)。$$

一般情形比较复杂, 现仅讨论几种特殊情况:

(1) 当 $A_1 = A_2$, $B_1 = B_2$, $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, $\phi = 0$ 时, 有

$$A + B \sin \omega t = 2A_1 + 2B_1 \sin \omega_1 t_1。$$

比较得 $A = 2A_1$, $B = 2B_1$, 由于 $t_1 = t/2$, 所以 $\omega_1 = 2\omega$, 可见频率提高, 相应的开关时间缩短, 峰值功率增大。

(2) 当 $\omega_1 = \omega_2$, $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ 时, 有

$$A + B \sin \omega t = A_1 + B_1 \sin \omega_1 t_1 + A_2 + B_2 \sin \omega_1 t_1,$$

$A_1 + A_2 = A$, $B_1 + B_2 = B$, 由此可得 $\omega_1 > \omega$, 即 ω 增加与(1)相似。

(3) 当 $\omega_1 = \omega_2$ 时, 有

$$A_1 + B_1 \sin(\omega_1 t_1 + \varphi_1) + A_2 + B_2 \sin(\omega_1 t_1 + \varphi_2) = A + B \sin \omega t,$$

$A = A_1 + A_2$, 合成振幅 $B' = \sqrt{B_1^2 + B_2^2 + 2B_1 B_2 \cos \delta}$,

$$\text{tg } \delta = \frac{B_1 \sin \varphi_1 + B_2 \sin \varphi_2}{B_1 \cos \varphi_1 + B_2 \cos \varphi_2},$$

这里分三种情况讨论:

(a) 当 $\delta=0$ 时, $B'=B_1+B_2$ 与 (2) 相同;

(b) 当 $\delta=\pi/2$ 时, $B'=\sqrt{B_1^2+B_2^2}<B_1+B_2$, B 减少, 最高光子数密度下降;

(c) 当 $\delta=\pi$ 时, $B'=B_1-B_2<B$, 情况与 (a) 相同, 这后两种情况 [(b) 和 (c)] 都应避免出现。

(4) 当 $\omega_1 \neq \omega_2$, $\phi_1 = \phi_2 = 0$, $B_1 = B_2$ 时,

$$A_1 + A_2 + B_1(\sin \omega_1 t_1 + \sin \omega_2 t_1) = A + B \sin \omega t,$$

$$A_1 + A_2 = A, \quad B_2 = B/2,$$

$$\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right) t_1 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right) t_1 = \sin \omega t$$

当 ω_1 和 ω_2 都较大且相差甚微时, 合振动的频率为 $\omega = [(\omega_1 + \omega_2)/2] \approx \omega_1$ 。因为 $t_1 = t$, 所以 $\omega_1 = \omega$, 合振幅以 $(\omega_1 + \omega_2)/2$ 为频率进行周期振动。 B 的减少对输出功率不利。当 ω_1 和 ω_2 相差很大时, 合振动毫无规则, 应加以克服。可见, 双向控制很容易加大频率, 缩短开关时间, 压缩脉冲建立时间, 提高输出功率。

当然调 Q 频率 ω 的增加也有一定限制, 不能无限加大。首先, 对于连续泵浦而言, ω 要受到泵浦速率 δ_p 的限制。设下能级粒子数为 N_1 , 阈值为 Δn_t , 则 ω 不能超过 ω_m , 即: $N\delta_p \geq \omega_m \cdot \Delta n_t$ 。从时间上来讲, 要受到开关时间 t_s , 脉冲建立时间 t_D 等限制, 即 Q 变化的周期不能小于 $t_D + t_p$, 否则无法形成振荡和输出。其次, 还可以利用一个与调 Q 信号有固定位相差的激励信号进行脉冲泵浦, 此时只要其变化的周期不小于延迟时间即可。由于石英也是压电晶体, 其固有频率应与压电换能器调 Q 的频率相接近, 这也是调 Q 频率增加受到的限制之一。石英的固有频率为^[8]:

$$v_n = \frac{n}{2D} \sqrt{\frac{y}{\rho}} = n \frac{2700}{D} \text{ (kHz)},$$

其中 y 是介质的杨氏模量, ρ 为固体的密度, H 是石英的厚度以毫米计算 ($n=1, 3, 5 \dots$)。很明显可用石英厚度 D 来匹配压电换能器的频率, 使两者共振来完成调 Q 过程。

参 考 文 献

- [1] I. N. Court; *Appl. Opt.*, 1964, **3**, No. 6 (Jun), 719.
- [2] 天津大学精仪系;《激光技术》, (科学出版社, 1972), 535.
- [3] 张镇西;《物理》, 1982, **11**, No. 10 (Oct), 596.
- [4] C. H. Chang, K. Hirsch *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **16**, No. 4 (Apr), 439.
- [5] A. Vasicek;《*Optics of Thin Films*》, (Interscience, New York, 1960), 42.
- [6] M. Born, E. Wolf;《*光学原理*》, (科学出版社, 1981).
- [7] K. O. Hill; *Canad J. Phys.*, 1973, **51**, No. 1 (Jan), 20.
- [8] 北京大学编著;《*普通物理学(力学部分)*》, (人民教育出版社, 1979), 228.

A study on theory of FTIR-Q switch

ZHANG ZHENXI ZHANG ZHIYONG AND CHENG XIANGMIN

(Department of Physics, Northwestern University, Xian)

(Received 26 July 1983; revised 28 November 1983)

Abstract

In this paper, a type of the frustrated total internal reflection-Q switch (FTIR-Q switch) was discovered and related classical formulas was proofed. It has been shown theoretically the feasibility of FTIR-Q switch driven by the dual piezoelectric transducer.