

# 3 kV 皮秒冲击波的产生 \*

顾冠清 陈绍和 范滇元

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**摘要** 用非线性传输线(NLTL)压缩纳秒光电导开关输出电压脉冲的上升时间, 获得 3 kV, 小于 400 ps 上升沿的高压冲击波脉冲。简述了 NLTL 冲击波理论, 介绍并分析了用电容 NLTL 产生高压冲击波脉冲的实施方法和结果。

**关键词** 冲击波, 非线性传输线, 光电导开关

## 1 引言

近年来, 数百伏乃至数千伏皮秒上升时间电脉冲的用途越来越广泛。首先, 在测试技术和高速摄影中, 许多仪器设备在使用中受到其取样脉冲或门控脉冲上升沿时间的限制, 无不需要更短的脉冲上升时间以提高仪器性能。在冲击雷达中, 欲获得宽带发射输出, 就必须首先获得快速上升沿的宽带脉冲。特别是近年来, 随着激光技术及其应用的迅猛发展, 在脉冲激光系统中, 无论是激光脉冲削波、稳幅, 还是激光脉冲信噪比的提高, 或是在对纳秒激光脉冲实现时空转换进行时间整形时, 都对高速高压脉冲提出了严格的要求。采用 NLTL 冲击波形成技术, 可以将纳秒上升时间的电脉冲压缩成皮秒上升时间的电脉冲, 并保持脉冲后沿的整体形状, 这样一方面可以很方便地获得更快上升沿的高压电脉冲, 另一方面可以代替开关或作为取样门脉冲, 大大提高了系统的带宽。

高压皮秒光电导开关技术目前已经成熟。在忽略开关几何结构对其带宽的影响时, 开关产生电脉冲前沿时间与激励开关介质的光脉冲上升时间相同。

## 2 NLTL 冲击波理论

60年代, Landauer<sup>[1]</sup> 在分析参量放大器电路应用边界条件时, 首先讨论了完全分布 NLTL 中冲击波的产生现象。后来, 冲击波的特性<sup>[2]</sup>得到更完整的分析和讨论, 包括周期负载 NLTL<sup>[3]</sup> 和啁啾 NLTL<sup>[4]</sup>。在均匀变容二极管分布的 NLTL (简称 C-NLTL) 中, 如图 1, 对应 C-NLTL 中行进

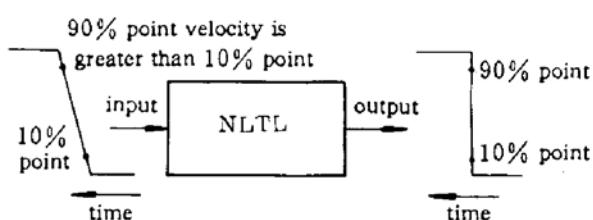


Fig. 1 Shows that if the velocity of the wave at the 90% point is greater than the velocity at the 10% point the output rise time will decrease

\* 本课题部分受中国科学院上海光机所所长基金资助。

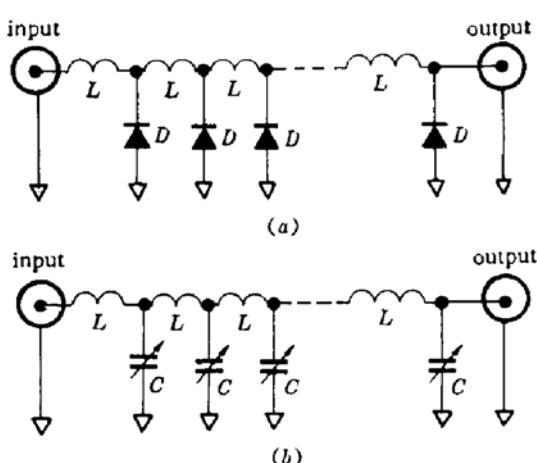


Fig. 2

(a) circuit diagram of the NLTL and (b) equivalent circuit when the diode behaves like a variable capacitor

脉冲上的某一点波的传播速度决定于该点的电压。我们定义脉冲前沿 90~10% 点间的时间差为脉冲的上升时间。如果 10% 点波的速度慢于 90% 点的速度, 即 90% 点在 C-NLTL 中“追赶”10% 点, 那么客观上压缩了脉冲的上升边沿的时间。由传输线理论, 波在传输线中行进的速度  $v = 1/\sqrt{LC}$ , 其中  $L$  和  $C$  分别为传输线单位长度的电感和电容,  $L$  和  $C$  的变化将导致  $v$  的变化。非线性电感传输线 (I-NLTL) 就是利用传输线中均匀分布的非线性电感来形成冲击波脉冲。这里我们采用 C-NLTL 来产生冲击波脉冲。图 2 (a), (b) 分别为 C-NLTL 电路图和 C-NLTL 等效电路图, 它由  $n$  节电感  $L$  和  $n$  节变容二极管  $D$  组成。 $D$  为反向偏压工作。对于突变结变容二极管, 其电容表示为其两极电位差  $V$  的函数:

$$C(V) = \frac{C_{j0}}{\sqrt{1 + V/V_s}} \quad (1)$$

其中  $C_{j0}$  为零偏压时  $D$  的结电容,  $V$  为工作电压,  $V_s$  为  $D$  的势垒电压。令  $D$  在 10% 和 90% 上升沿电压点的电容分别为  $C_{d10}$  和  $C_{d90}$ , 则这两点的脉冲速度分别为  $1/\sqrt{LC_{d10}}$  和  $1/\sqrt{LC_{d90}}$ , 在经过每节传输线  $L$ ,  $D$  单元时, 脉冲上升时间减小量  $\Delta$  可以表达为 10% 到 90% 电压点处的时间差, 即

$$\Delta = \sqrt{LC_{d10}} - \sqrt{LC_{d90}} \quad (2)$$

在采用正常的均匀传输线时  $\Delta = 0$ 。图 2 中, 若每节  $L$ ,  $D$  单元传输线使输入脉冲上升时间改变 20 ps, 则欲将 1 ns 上升时间的脉冲压缩成 500 ps 的上升时间需要 25 节单元。当然, 由(2)式知, 增大每节的  $L$  和  $C_{d10} - C_{d90}$  值可以增大  $\Delta$  值, 从而减小节数  $n$ 。图 2 中周期性结构的 Bragg 截止频率  $f_c = 1/\pi\sqrt{LC_{j0}}$ , 这一截止频率限制了  $\Delta$  值。在 Bragg 截止频率处脉冲的最小上升时间为  $T_{rm} = 0.35/f_c$ , 并且在 C-NLTL 输出脉冲中出现严重振荡。我们可以利用这一振荡现象来产生比输入脉冲幅度更大的输出脉冲。一般地, 为使输出脉冲光滑, 其上升时间应至少有两倍的  $t_{rm}$  值。

另一主要问题就是变容二极管  $D$  的串联电阻与结电容的时间常数。 $D$  的串联电阻包含欧姆接触电阻和  $P$  型与  $N$  型半导体间低掺杂区的电阻。欧姆接触电阻通常小于  $0.3 \Omega$ , 低掺杂区电阻为  $10 \Omega$ 。对于一个  $20 \text{ pF}$  的  $D$  电容, 小信号的时间常数为  $200 \text{ ps}$ 。在实际高电压脉冲信号应用中, 10% 电压点处对应的  $D$  结电容仅为  $1 \text{ pF}$  量级, 因此  $D$  的截止频率对形成冲击波脉冲的前沿几乎没有影响。而且随着  $D$  的反向工作电压的增大, 低掺杂区电阻减小, 所以实际  $D$  的时间常数仅在  $20 \text{ ps}$ 。

### 3 C-NLTL 的实验结果

如图 3, 我们采用  $1.06 \mu\text{m}$ ,  $1 \text{ ns}$  的脉冲激光作为光触发源,  $6 \text{ mm}$  阔 GaAs 微带型高压光电导开关作为开关门, 产生峰值  $3 \text{ kV}$ ,  $10\sim90\%$  上升时间为  $1.4 \text{ ns}$ , FWHM 为  $18 \text{ ns}$  的高电压

脉冲作为 C-NLTL 的种子输入脉冲。变容二极管  $D$  选用 IN4007 系列, 选择  $C_{s0}$  约为  $13 \text{ pF}$ , 反向击穿电压  $V_b$  大于  $1.6 \text{ kV}$ 。在 C-NLTL 中, 将上述变容二极管  $D$  每两只串联为一体均匀并联焊接在一根长铜带线与一块聚四氟乙烯增强板的敷铜面之间。两变容二极管  $D$  的总串联电感约为  $4.0 \text{ nH}$ , 其串联谐振频率为  $f = 1/2\pi \sqrt{4.0 \text{ nH} \cdot 6.5 \text{ pF}}$  即  $987 \text{ MHz}$ , 对应上升时间为  $355 \text{ ps}$ 。由于二极管电感对其电容的补偿作用, 实际谐振上升时间极限要小得多。为了确保双变容二极管  $D$  的特性决定脉冲的上升时间而不是周期性的  $L$ ,  $D$  结构, 应尽量减小各节的几何长度, 从而降低各节的电感。要保证一定的  $\Delta$  就不可避免地增加周期性结构的节数。但从经济角度考虑, 由(2)式知, 也可以使 C-NLTL 中双变容二极管  $D$  不均匀分布, 即在脉冲输入端稀疏分布增大  $L$ , 而在输出端密集分布以减小  $L$ , 这样既可以避免 Bragg 截止频率的影响, 又可以最大限度地降低所用变容二极管的数量。

图 3 中采用的是均匀分布结构, 共 15 节, 每节  $L$  设计为  $3.5 \text{ nH}$ , 它是由  $7 \text{ mm}$  长薄铜片段构成。该 C-NLTL 中为空气介质, 因而可以忽略关于电介质的损耗问题。该 C-NLTL 的 Bragg 截止频率  $f_c = 1/\pi \sqrt{3.5 \text{ nH} \cdot 6.5 \text{ pF}}$ , 即  $2.1 \text{ GHz}$ , 对应上升时间为  $166 \text{ ps}$ , 大约为变容管谐振上升时间的一半。 $D$  的势垒电压为  $1 \text{ V}$ , 则每节中总的电容为

$$C_{s10} = \frac{0.5 \cdot 13 \text{ pF}}{\sqrt{1 + 0.5 \cdot 10\% \cdot 3000}} = 0.53 \text{ pF}$$

$$C_{s90} = \frac{0.5 \cdot 13 \text{ pF}}{\sqrt{1 + 0.5 \cdot 90\% \cdot 3000}} = 0.18 \text{ pF}$$

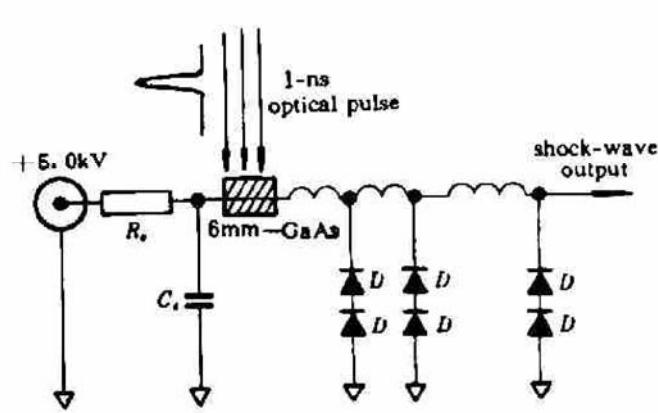


Fig. 3 Schematic diagram of the C-NLTL experimental circuit system

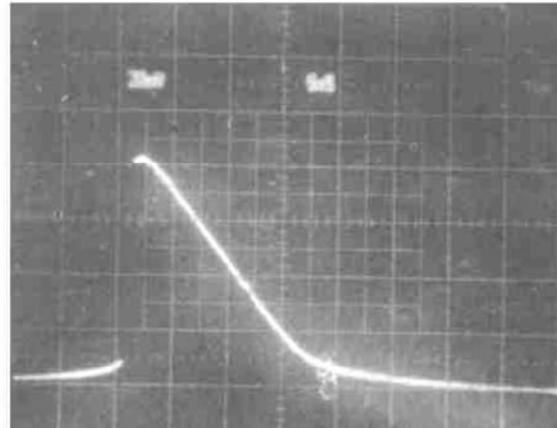


Fig. 4 C-NLTL shock-wave output pulse

每节对应上升时间改变量  $\Delta = \sqrt{3.5 \text{ nH} \cdot 0.53 \text{ pF}} - \sqrt{3.5 \text{ nH} \cdot 0.18 \text{ pF}} = 18 \text{ ps}$ , 由于每节存在约  $0.1 \text{ pF}$  的杂散电容, 实际每节  $\Delta$  值约为  $16 \text{ ps}$ 。图 4 所示为该 C-NLTL 输出的冲击波脉冲波形图。峰值为  $3 \text{ kV}$ ,  $10\sim90\%$  前沿时间为  $1.5 \text{ ns}$ , 采用测试系统包括宽带衰减器和示波器总的上升时间为  $920 \text{ ps}$ , 所以算得实际输出脉冲的上升时间  $t_r = \sqrt{(1.5 \text{ ns})^2 - (0.92 \text{ ns})^2} = 1185 \text{ ps}$ , 理论估计值为  $t_r = 1.4 \text{ ns} - 15 \times 16 \text{ ps} = 1160 \text{ ps}$ , 略小于测量结果。当 C-NLTL 按如上结构增至 65 节时, 我们观察到, 所形成冲击波脉冲前沿无明显变化, 只有幅度稍有起伏。这一现象说明, 当  $n = 65$  节时, C-NLTL 输出已达该结构的极限上升时间, 而且这一极限值由  $D$  的特性决定。此时测得的冲击波脉冲上升时间约为  $1 \text{ ns}$ , 实际上升时间为  $392 \text{ ps}$ 。

## 4 讨 论

我们已经用 C-NLTL 产生了 3 kV, 小于 400 ps 上升时间的冲击波脉冲, 这是目前报道的最好结果。基于变容二极管  $D$  的反向击穿电压  $V_b$  的限制, 难以获得很高的电压。因此为了克服这一限制条件, 我们可以再进一步将多变容二极管  $D$  串联使用, 这样做虽然导致整体电容值的减小, 但可以大大提高整体击穿电压。然而多管的串联使用增加了整体串联电感。为缓和这一矛盾, 可以采用两种办法。(1) 多管串联且多管并联; (2) 加强变容二极管的玻璃钝化, 提高击穿电压。这一工作结果将另文报道。尽管如此, 我们认为最理想的解决办法是在制备 C-NLTL 时采用一体化工艺进行, 将变容二极管管芯直接生长在线路板上, 然后全板面玻璃钝化封装, 避免引线及焊接引起多余的杂散电感和杂散电容。另外为了提高 C-NLTL“节”的变容二极管的串联谐振频率和 Bragg 截止频率, 我们认为在线偏置较小的正电压, 减小  $C_{j0}$  是一个可取的办法, 虽然此举减小了  $\Delta$  之值。

### 参 考 文 献

- 1 R. Landauer. Parametric amplification along nonlinear transmission lines. *J. Appl. Phys.*, 1960, 31: 479~484
- 2 R. V. Khokhlov. *Radiotekhnika elektronica*, 1961. 6: 917~928
- 3 D. Jager, F. J. Tegude. Nonlinear wave propagation along periodic-loaded transmission line. *Appl. Phys.*, 1978, 15: 393~397
- 4 M. Tan, C. Y. Su, W. J. Anklam. 7× electrical pulse compression on an inhomogeneous nonlinear transmission line. *Electr. Lett.*, 1988: 213~215

## Generation of 3 kV Picoseconds Shock-wave Pulses

Gu Guanqing Chen Shaohe Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

**Abstract** A nonlinear transmission line (NLTL) has been novelly used to speed up the rise time of high voltage (3 kV) pulses generated from a GaAs photoconductive switch. A 3 kV shock-wave pulse with rise time less than 400 ps has been obtained. The shock-wave theory of the NLTL is reviewed and practical implementations and limitations are introduced and discussed.

**Key words** shock-wave, nonlinear transmission line, photoconductive switch