



쉽다는 등의 觀點에서 바람직하지 않다. 따라서 發振段의 레이저出力으로서는 多모오드로부터 單一모오드만을 골라 使用하는 것이 좋다.

著者は 네오디뮴레이저를 TEM<sub>00</sub> 모오드의 單一모오드에서 發振시켜 Q-스위칭하므로써 risetime 15 nsec 程度의 巨大펄스(giant pulse)를 發生시킨 후, 펄스 트랜스미션 모오드(pulse transmission mode=PTM)法<sup>4)</sup>을 利用한 펄스整形시스템에 의하여 이 Q-스위칭 펄스로부터 risetime이 1~1.5nsec인 매우 急峻한 레이저펄스를 얻었으며, 또한 모오드同期發振器와 이 펄스整形시스템을 利用하여 psec order의 超極短펄스를 發生시켰다.

이에 關하여 詳細히 叙述하기로 하겠다.

### 2. 單一橫모오드(TEM<sub>00</sub>모오드)發振器

固體네오디뮴(Nd<sup>3+</sup>) 레이저에는 글라스레이저와 야그(YAG) 레이저가 있으며, 이들은 典型的인 4準位레이저이다.<sup>5)</sup> 따라서 이 레이저들은 3準位레이저인 루비 레이저에 比하여 發振開始値가 매우 낮기 때문에 레이저發振을 보다 容易하게 일으킬 수가 있다. 또 그 價格도 루비보다 廉價이므로 固體네오디뮴레이저는 現在 固體레이저의 主流가 되고 있다.

앞에서 말한 바와 같이 레이저素子の 破壞防止와 비임의 에너지集中性を 높이기 위해서는 레이저비임이 TEM<sub>00</sub>모오드가 되어야 한다. 特別히 核融合實驗用 大出力 글라스레이저에서는 이 TEM<sub>00</sub>모오드레이저비임이 絶對로 必要하다. 따라서 著者は 單一모오드레이저 펄스를 얻기 위하여 그림 1과 같이 發振器內에 slit를 設置하여, 凹面鏡을 利用한 TEM<sub>00</sub>모오드레이저發振器를 構成시켰다. 그림에서 mirror I은 反射率 R=60%인 誘電體多層膜을 蒸着한 平面鏡(YAG레이저의 경우에는 R=40%, 또는 사파이어에 타론板을 使用했다.)이며, mirror II는 R=99%, 曲率半徑 8m의 球面鏡이다. Slit는 口徑이 2~3mm인 슬릿트이며 레이저로드와 mirror I間에 設置되어, TEM<sub>00</sub>모오드以外의 橫모오드의 發振을 抑制하는 作用을 한다. 使用한

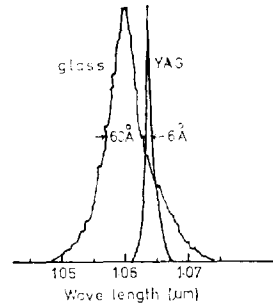


그림 2. 글라스 레이저 및 YAG 레이저光의 스펙트럼 Fig. 2 Light spectrum of glass and YAG laser

레이저로드는 10<sup>φ</sup>×150<sup>φ</sup>mm의 그라스 또는 5<sup>φ</sup>×50<sup>φ</sup>mm의 YAG이다.

兩레이저의 發振波長은 1.06μm로 대개 같지만 그 스펙트럼幅에 큰 差異가 있다. 즉 글라스레이저의 스펙트럼幅은 約 60Å, YAG레이저의 경우는 約 6Å이 된다. 兩레이저의 發振스펙트럼을 그림 2에 表示했다.

또 그림 1에서 G.P., P.C.는 Q-스위칭素子이다. G.P.는 Glan 프리즘偏光子, P.C.는 KDP Pockels cell이며, P.C.에는 λ/4電壓(約 15KV)이 印加되고 있다. G.P. P.C.에 의한 Q-스위칭의 原理는 다음과 같다. Q-스위칭法은 레이저로부터 強力한 短펄스發振을 일으키는 方法이다. 勵起가 進行하는 過程에서는 光共振器의 品質因子 Q를 낮은 값으로 維持하므로써 發振을 일으킬 수 없는 狀態를 만든다. 이 狀態에서 充分한 利得(反轉分布)을 얻을 수가 있으며, 反轉分布가 最大値에 到達하는 瞬間에 急激히 Q를 높은 값으로 올려주면, 레이저發振이 急激히 進行하여 強力한 短펄스의 레이저光이 發生하게 된다.<sup>6)</sup>

그림 1에서 레이저素子에서 나타나는 光線은 GP에 의하여 直線偏光(垂直偏光)이 되며, 이 光線은 λ/4電壓을 印加한 PC를 往復하면 偏光面은 90°回轉하여 水平偏光이 되므로 이 狀態에서는 光線은 GP를 通過할 수 없기 때문에 光은 共振器內(즉 mirror I, II間)을 往復할 수 없으며 따라서 레이저發振이 일어나지 않는다. 이 動作을 電氣光學的선택作用이라 하며, 레이저共振器의 Q는 매우 낮은 값이 되고 있다. 이와 같이 Q가 매우 낮은 狀態에서, Xe flash lamp로서 충분히 勵起하여 反轉分布가 最大値에 到達하는 瞬間에 急激히 PC의 印加電壓을 除去하는 電氣光學的 Q-스위칭法에 의하여 펄스幅 約 30nsec, 出力 數百KW인 TEM<sub>00</sub> 모오드 레이저펄스를 얻었다. 이 發振器의 레이저出力의 direct pattern을 microdensitometer로서 trace한 波形을 그림 3에 表示한다. 그 強度分布는 Gauss

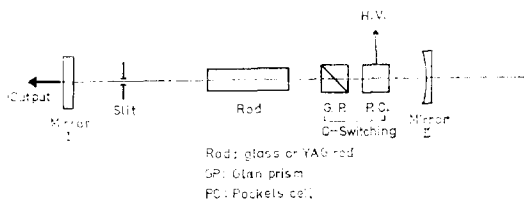


그림 1. TEM<sub>00</sub>모오드레이저發振器 Fig. 1. TEM<sub>00</sub> mode laser oscillator

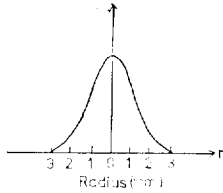


그림 3. 發振段出力의 direct pattern(TEM<sub>00</sub>모드)  
Fig. 3. Direct pattern of laser output of oscillator (TEM<sub>00</sub> mode)

分布이며, 따라서 TEM<sub>00</sub>모드임을 알 수가 있다. 이 發振出力으로서의 다음에 말하는 LTSG를 트리거하기는 어렵기 때문에 前置增幅器를 2段付加하여 그 出力을 約 10倍정도 增幅시켜 펄스波形整形시스템에 利用하였다.

3. 펄스波形整形시스템

앞에서 말한 바와 같이 核融合플라즈마를 生成하기 위해서는 risetime이 Insec 정도의 急峻한 高輝度大出力레이저가 必要하다.<sup>7)</sup> 또 增幅器의 增幅特性이란 면에서도 急峻한 펄스가 要求되고 있다. 그런데 Q-스위칭에 의한 레이저펄스의 risetime은 15nsec 정도가 限度이다. 따라서 著者는 PTM法<sup>4)</sup>을 利用한 펄스波形整形시스템에 의하여 이 Q-스위칭 레이저펄스로부터 risetime이 Insec 정도의 매우 急峻한 펄스를 發生시키는 데에 成功하였다. PTM法으로서의 그림 4(a), (b)에 表示한 바와 같이 共振器内部에 光스위칭素子를 挿

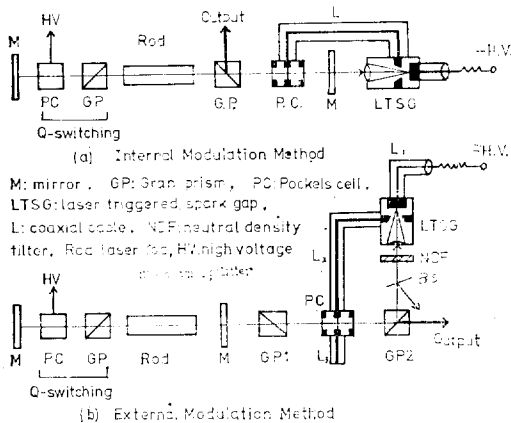


그림 4. 펄스整形시스템의 概略圖  
(a) 内部變調型 (b) 外部變調型  
Fig. 4. Schematic diagrams of pulse shaping system.  
(a) internal modulation, (b) external modulation method.

입하는 内部變調法과, 共振器外部에서 펄스를 整形하는 外部變調法의 두가지 方法이 있다. 内部變調法은 Pockels cell에 대한 印加電壓은  $\lambda/4$ 電壓이 되어, 낮은 電壓에서 動作시키는 利點이 있지만, 素子의 光損傷과 共振器의 損失이 增大한다는 등의 缺點이 있다. 이에 대하여 外部變調法은 印加電壓이  $\lambda/2$ 電壓(約 30 KV)이 되므로, 높은 電壓에서 動作시켜야 한다는 缺點이 있지만, 徑方向分布가 均一하게 되며 레이저特性이 良好하다는 등의 長點을 가지고 있으므로 그림 4(b)의 外部變調法을 採用하였다. 그림 4(b)에서 GP<sub>1</sub>은 垂直偏光用프리즘, GP<sub>2</sub>는 垂直偏光미입은 直角方向 즉 LTSG로, 水平偏光미입은 그러로 通過시키는 프리즘이다.

LTSG(laser triggered spark gap)<sup>8)</sup>는 레이저光線에 의하여 트리거되는 불꽃間隙(spark gap)이며, 그 構造는 그림 5와 같이 되고 있다.

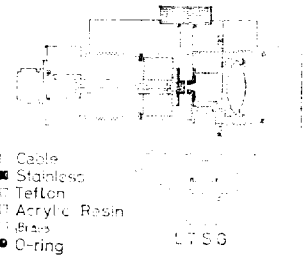


그림 5. 레이저 트리거드 스파크갭(LTSG)의 構造  
Fig. 5. Structure of a laser triggered spark gap (LTSG)

이 LTSG는 電壓의 risetime의 改善 및 trigger의 timing을 調整을 할 수 있도록 되고 있다. 즉 LTSG는 임피던스를 작게 하기 위하여 同軸構造로 되고 있으며, 焦點距離 3cm의 렌즈는 負電位의 電極上에 集光할 수 있도록 可動이며, 電極間距離도 調整할 수 있게 되어 있다. 또 電極間에 誘電體개스(窒素개스)를 封入하는 개스出入口가 있다. 電極은 스테인레스로 製作하였으며, 電極面은 充分히 研磨해서 使用하였다. 레이저미입은 接地電位電極內의 直徑 2mm의 구멍으로 負電極上에 集光시켜 LTSG를 트리거한다. 보통 封入개스壓은 10~12kg/cm<sup>2</sup>, 電極間隙은 約 0.6mm에서 使用하였다. 이 LTSG의 動作特性을 그림 6에 나타내었다. LTSG에 入射하는 레이저파워가 增加하면 電壓펄스의 risetime 및 動作遲延時間이 減少하는 特性을 나타내고 있다. 그 risetime은 Insec以下이며 time jitter는 1.5nsec 以下가 되었다.

PC는 Pockels cell(KDP結晶)이며 그 構造 및 概略圖를 그림 7(a), (b)에 각각 表示한다. KDP結晶의

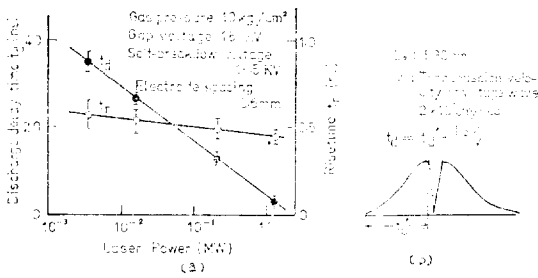


그림 6. (a) 레이저파워의 변화에 대한 放電의 time delay와 risetime  
 (b) Beam splitter로 부터의 레이저信號와 放電의 delay time와 risetime  
**Fig. 6.** (a) Relation between discharge delay time and risetime for laser power variation.  
 (b) Laser signal from beam splitter and calculation of discharge delay time

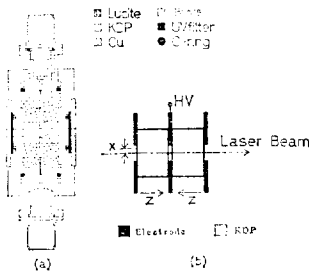


그림 7. KDP Pockels cell의 構造 (a)와 그 概略圖  
**Fig. 7.** Structure of KDP Pockels cell (a) and its schematic diagram (b)

크기는 15×15×10mm<sup>3</sup>이며 溫度에 의한 複屈折變化를 防止함과 同時에 電氣光學效果를 2배로 하기 위하여 3장의 平行平板電極間에 2個의 KDP結晶을 縱續接續시켜, 中央電極에 高電壓(λ/2電壓~30kV)를 印加할 수 있는 構造가 되고 있다. 結晶의 z軸은 電極面에 垂直이며 레이저光은 直徑 10mm의 구멍으로 z方向에 傳播한다.

그림 4(b)에서 L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>는 同軸케이블(RG-8/u)이며, 그 特性임피던스는 約 52Ω이다. L<sub>1</sub>은 LTSG充電用同軸케이블이며, 約 30KV로 充電되고 있다. L<sub>2</sub>는 LTSG가 動作할 때, 電壓波가 PC에 傳播하는 케이블이다. L<sub>3</sub>는 終端短絡케이블이며 電壓波가 L<sub>3</sub>를 往復하는 時間사이에만 Pockels cell에 電壓이 印加된다. NDF은 LTSG에 入射되는 레이저光量調整用 中性필터, BS는 monitor用비임 splitter이다.

그림 4(b)에서 外部變調型펄스整形시스템은 다음과 같이 動作하여 急峻한 risetime을 갖는 레이저펄스를 發生한다. 즉 Q-스위칭레이저펄스는 偏光子 GP<sub>1</sub>에 의하여 垂直偏光펄스가 되므로 偏光子 GP<sub>2</sub>에서 屈折하

여 LTSG에 入射한다. 레이저光이 入射하면, 瞬時に LTSG가 點火하여 Pockels cell에 λ/2電壓이 印加된다. Pockels cell에 λ/2電壓이 印加되면 Pockels cell을 通過하는 레이저비임은 偏光面이 90° 回轉하여 水平偏光이 되므로 偏光子 GP<sub>2</sub>를 通過하게 된다. 이 動作은 電壓波가 終端短絡케이블을 往復하여 Pockels cell에 印加되고 있는 λ/2電壓이 除去될 때까지 繼續한다. 따라서 GP<sub>2</sub>를 通過하는 레이저의 펄스幅은 終端短絡케이블 L<sub>3</sub>의 長이를 變化시키므로서 制御된다. LTSG의 點火의 timing은, 電極間隙 封入개스壓, 入射레이저비임의 光量등을 調整하므로서 Q-스위칭펄스의 피이크에서 動作하도록 制御할 수가 있지만 普通은 封入개스壓을 調整하는 것이 最便利하다. 이 方法으로서 risetime이 1~1.5nsec, 펄스幅이 2~10nsec 可變인 레이저펄스를 生成하였다. 그림 8에 Q-스위칭 레이저펄스, 出力레이저펄스 및 LTSG入射펄스의 波形을 각각 나타냈다. 또 펄스幅이 10nsec인 레이저펄스를 生成할 때의 LTSG의 電壓波形, LTSG에의 入射레이저波形 및 레이저出力波形의 一例를 각각 그림 9 (a), (b), (c)에 表示한다. 단, LTSG의 電壓波形은 LTSG를 52Ω의 抵抗으로 整合하여 그 電壓을 減衰

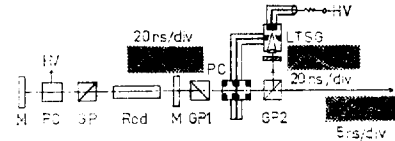


그림 8. 外部變調型 펄스整形시스템에서의 펄스形  
**Fig. 8.** Pulse shapes of the pulse shaping system by external modulation method

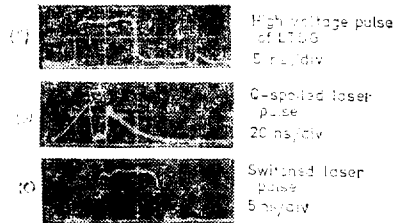


그림 9. LTSG의 電壓波形 및 레이저 出力波形  
 (a) LTSG의 電壓波形  
 (b) LTSG 入射레이저의 波形  
 (c) 레이저 出力波形  
**Fig. 9.** Pulse shape of voltage of LTSG and laser output  
 (a) Pulse shape of voltage of LTSG  
 (b) Input laser pulse into LTSG  
 (c) Output laser pulse

器로 減衰시키므로써 Tektronics 519 오실로스코프 (risetime 280 psec)로 觀測하였다. 또 LTSG入射 레이저波形 및 出力레이저波形은 biplanar photodiode HTVR 317 (risetime < 1nsec)과 Tektronics 519 오실로스코프를 使用하여 測定하였다. 그림 9(a)로부터 알 수 있는 바와같이 電壓波의 ripple과 ringing은 모두 극히 작으며, risetime이 0.5nsec인 매우 良好한 펄스波形이 얻어지고 있다. 또 그림 9(b)에서 펄스폭형의 凹部는 그림 9(c)의 出力波形과 對應한다.

그러나 이 方法으로서는 約 230分の 1 程度의 漏光이 생긴다. 이것은 一種의 노이즈光이며, 整形레이저 펄스를 그림 10에 있는 5段 增幅器에 의하여 增幅시킬 때 노이즈光도 함께 增幅되므로, 레이저펄스를 標的에 照射하는 플라즈마生成加熱에 대하여는 큰 障害가 된다. 즉 노이즈光은 主펄스보다 먼저 入射하기 때문에 노이즈光으로 플라즈마가 生成되어 主펄스가 入射하기 전에 이미 膨脹이 이루어진 狀態가 되므로 主레이저펄스가 入射하여도 플라즈마는 加熱되지 않는다. 따라서 플라즈마를 高溫高密度로 加熱하는데 큰 障害가 되므로 이 노이즈光을 除去할 必要가 있다. 그 除去法으로서는 두개의 Pockels cell을 利用하는 方法과 可飽和色素 cell을 利用하는 方法이 생각된다. 前者에 있어서는 그 動作原理는 그림 4(b)에 表示한 Pockels cell이 한개인 경우와 同一하며, 이 方法에 의하여 노이즈光은 約 5萬分の 2程度로 減衰하여, S/N비가 10<sup>2</sup>에서 10<sup>4</sup>으로 改善된다. 그러나 이 方法은 Pockels cell을 하나만 使用하는 方法에 비해 靜電容量의 增大에 따른 risetime特性의 劣화와 主레이저펄스의 에너지損失이 增大하는 缺點을 지닌다. 한편 可飽和色素 cell은 弱한 레이저光에 대해서는 不透明한 그대르 있는 反面 强한 레이저光에 대해서는 急激히 透明하게 되는 特性을 갖고 있다. 따라서 弱한 노이즈光은 可飽和色素 cell에 吸收되며 强한 레이저펄스는 透過하므로 S/N비를 크게 改善할 수가 있다. 이 可飽和色素 cell은 光省화가 빠르므로 頻繁히 交換해야 하는 缺點이 있으나 取扱이 簡單하며 레이저의 特性을 거의 變化시키지 않는다는

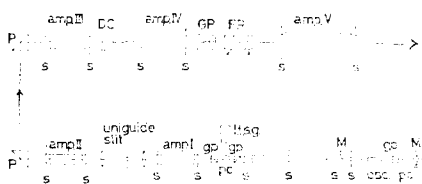


그림 10. 5段 增幅 글라스레이저 시스템  
Fig. 10. Glass laser system with five stages of amplifiers

利點을 갖고 있으므로 本實驗에서는 이 可飽和色素 cell을 使用하였다.

#### 4. 超極短레이저펄스의 發生

risetime이 psec~subnsec가 되는 매우 急峻한 超極短레이저펄스는 psec 程度의 時間分解能이 必要한 光計測, 레이저와 物質과의 非線形相互作用의 研究, 重水素pellet를 壓縮加熱하는 核融合研究 등에서 매우 有用하다. 그러나 앞에서 이미 說明한 바와 같이 PTM法을 使用하여 Q-스위칭 레이저펄스를 整形하는 方法으로서는 최고 1nsec 程度의 risetime 밖에 얻을 수가 없다. 따라서 著者は 超極短레이저 펄스를 얻기 위하여 Q-스위칭레이저發振을 모오드同期시키므로써 얻어지는 超極短레이저펄스로부터 PTM法에 의하여 단 하나의 펄스만을 抽出하는 方法을 採用하였다.

##### 4.1 多모오드發振 및 모오드同期

레이저發振器內에서의 레이저發振에 대한 基本的特性은 다음과 같다. 즉

(1) 發振周波數가  $\nu$ 인 경우 레이저發振器內에서의 實際의 利得係數(發振開始值)는 다음과 같은값으로 維持된다.

$$r_i(\nu) = \alpha - \frac{1}{l} \ln r_1 r_2 \quad (1)$$

단,  $\alpha$ 는 發振器內 레이저共振器內의 損失係數,  $l$ 은 共振器長,  $r_1, r_2$ 는 각 兩端 mirror의 反射係數이다.

(2) 共振器內部에 分布되고 있는 媒質의 利得係數<sup>(5)</sup>는

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) g(\nu) c^2 / 8\pi \nu^2 t_{spont} \quad (2)$$

단  $N_2 - N_1$ 은 反轉分布密度,  $g(\nu)$ 는 스펙트럼形狀函數,  $t_{spont}$ 는 自然放出的 平均壽命,  $c = c_0/n$  ( $c_0$ 는 眞空中의 光速,  $n$ 은 媒質의 屈折率)이다.

(3) 充分한 利得이 이루어져서, 利得이 損失보다 크게 되면, 光共振器內部에서는 다음과 같은 周波數間隔으로 많은 縱모오드(longitudinal mode)가 同時에 發振할 수가 있다.

$$\nu_{q+1} - \nu_q = c/\lambda l \quad (3)$$

그 例를 그림 11에 나타낸다. 그림 11(a)는 光共振器의 縱모오드스펙트럼이다. 레이저의 勵起(pumping)를 점차 增加시키는 경우를 생각하자. 그림 11(c)에서 利得曲線 A는 勵起가 弱한 경우이며, 利得係數가 損失係數보다 작기 때문에 發振을 일으킬 수가 없다. 曲線 B의 경우는 利得係數의 피크가 損失係數와 一致하므로 周波數  $\nu_0$ 의 單一周波數에서 發振한다. 더욱 勵起를 强하게 하여 C利得曲線의 條件에 이르게 되면, 그림에 있는바와 같이  $\nu_0, \nu_1, \nu_{-1}$ 의 세개의 周波數에서의 利得係數가 損失係數보다 크게 되므로 그림 11(b)와 같

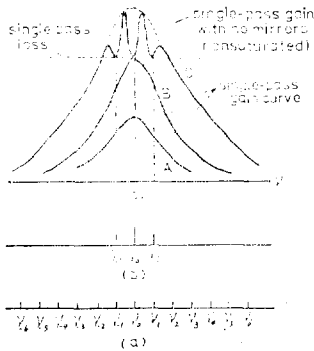


그림 11. (a) 光共振器의 모오드 스펙트럼  
 (b) C利得曲線에 대한 發振스펙트럼(3개의 發振모오드가 나타나고 있다)  
 (c) 單一通過曲線(A: 閾值以下 B: 閾值 C: 閾值以上)  
**Fig. 11.** (a) Mode spectrum of optical resonator, (b) Oscillation spectrum for single-pass gain curve C and (c) Single-pass gain curves (A-below threshold, B-at threshold, C-well above threshold)

이  $\nu_0, \nu_1, \nu_{-1}$ 의 세개의 縱모오드에서 發振하게 된다.<sup>10)</sup> 각 周波數에서의 實際의 利得係數는 損失係數와 같게 되며 (1)式에서 주어지는 값이 된다. 普通 레이저共振器는 이와 같이 多모오드에서 發振하는 特徵을 갖는다  
 지금 (3)式을 角周波數로 表示하면

$$\omega_q^{+1} - \omega_q = \frac{\pi c}{l} \equiv \omega \quad (4)$$

로 주어진다. 이러한 多모오드發振이 이루어지고 있는 狀態에서의 共振器內부의 任意的 點, 例를 들면 出力 mirror面上에서의 全光電界는, 複素數表示로서

$$e(t) = \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\omega)t + \phi_n] \quad (5)$$

로 주어진다. 단,  $\Sigma$ 演算은 모든 發振모오드에 대해서 行하며,  $\omega_0$ 는 任意的 基本모오드의 角周波數이며,  $\phi_n$ 은 각모오드의 位相이다. (5)式에 만일 位相  $\phi_n$ 가 時間에 대하여 固定되고 있다면,  $e(t)$ 는  $T=2\pi/\omega=2l/c$ 를 周期로 하는 周期函數이다. 그러나 普通 레이저에서는 位相  $\phi_n$ 은 時間과 함께 제멋대로 變化하는 性質을 가지고 있으므로 레이저出力도 時間과 함께 그에 對應하여 變動하게 된다. 이 問題를 解決하기 위해서는 두가지 方法이 있다. 제 1의 方法은 單一縱周波數에서만 發振하도록 制御하는 方法이나, 어려운 點이 많다. 제 2의 方法은 각모오드의 位相  $\phi_n$ 의 相互關係가 一定하게 되도록 強制的으로 制御하는 方法이다. 이 方法을 모오드同期(mode-locking)<sup>9)~11)</sup>라 하며, 上述한 레이저出力  $e(t)$ 는 周期  $T=2l/c=2\pi/\omega$ 를 갖는

周期性 펄스列이 된다. 모오드同期의 方法으로서는 能動形(active)모오드同期法<sup>12,13)</sup>과 受動形(passive)모오드同期<sup>14,15,16)</sup>의 두가지 方法이 있으며, 각각에 대하여 여러가지 方法이 存在한다. 著者는 取扱이 簡便한 發振器內부에 可飽和吸收體(可飽和色素)를 配置하는 受動形모오드同期法을 採用하였다.

4.2 可飽和色素를 利用한 受動形同期法과 펄스整形

앞에서도 說明한 바와 같이 可飽和色素는 一定한 限界值以下の 強度를 갖는 光線에 대해서는 完全히 그것을 吸收하여 不透明한 反面, 限界值以上の 光線에 대해서는 急激히 透明하게 되는 特性을 가지고 있다. 따라서 可飽和色素는 Q-스위칭의 선택素子の 特性과 아울러 그림 12에 있는 바와 같이 펄스幅의 短縮效果와 光強度가 높은 펄스만을 選擇하는 펄스波高選擇效果를 갖는다. 그러므로 可飽和色素를 利用하여 Q-스위칭과 모오드同期動作을 同時에 일으킬 수가 있다.

그림 13에 可飽和色素를 利用한 受動形모오드同期發振器의 概略圖를 表示한다. 그림에서 글라스素子는 直徑 10mm $\phi$ , 길이 150mm의 로드形素子이며 모오드選擇性을 除去하기 위하여 兩端面은 Brewster cut로 되어 있다. 發振器의 mirror로서는 反射率 99%와 60%의 平面鏡을 使用하였다. 可飽和色素로서는 Kodak 9860를 使用하였으며, 色素 cell의 두께는 5mm이며

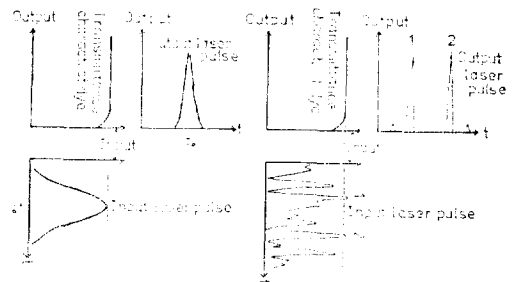


그림 12. 可飽和色素의 動作 (a) 펄스幅을 좁히는 效果 (b) 펄스波高選擇效果  
**Fig. 12.** Actions of saturable dye (a) narrowing effect of pulsewidth, (b) selecting effect of pulse height.

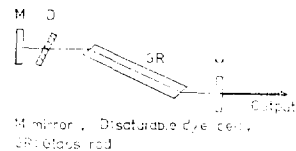


그림 13. 可飽和色素를 使用한 모오드同期 發振器  
**Fig. 13.** Mode-locked oscillator with a saturable dye cell.

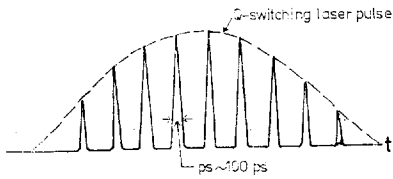


그림 14. 모오드同期 레이저펄스列의 一例  
Fig. 14. Example of mode-locked laser pulse train

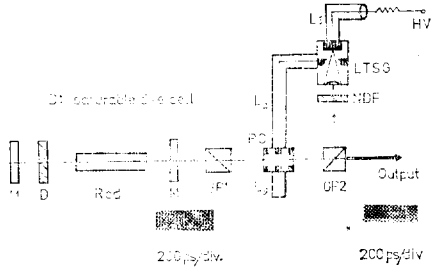


그림 15. 모오드同期發振器와 펄스色의 概略圖  
Fig. 15. Schematic diagram of mode-locked oscillator and pulse shaping system.

色素濃度는 透過率이 65%가 되도록 調整하였다. 色素는 cell에 密封되고 있으므로 使用함에 따라 점차 劣化하기 때문에 約 100回程度 使用하면 交換하였다. 이 레이저發振器의 出力은 平均 0.2J이며, 모오드同期펄스波形的의 一例를 그림 14에 表示한다.

그림 14와 같은 모오드同期 펄스列로부터 펄스幅이 매우 좁은 單一펄스를 얻기 위하여 그림 15에 있는 바와 같이 모오드同期 레이저發振器에 펄스整形시스템을 結合하는 方法을 使用하였다. 이 方法에 의해 그림 15에 있는 바와 같이 펄스幅이 數10psec 程度의 超極短單一레이저펄스가 얻어졌다. 다만 이 方法으로서는 모오드同期레이저出力이 比較的 不安定하기 때문에 펄스整形시스템의 LTSG의 動作도 不安定하게 되어, 單一펄스出力도 不安定할 可能性이 있다. 그러므로 安全한 單一펄스를 얻기 위해서는 強制的으로 모오드를 制御하는 能動型모오드同期法을 採用하는 것이 더 좋을 것 같다.

### 5. 結 言

實驗에 의하여 明白히 된 要點은 다음과 같다.

- (1) 發振器出力을 TEM<sub>00</sub>모오드로 하므로써 레이저로드의 表面破壤耐력을 向上시켰으며, 아울러 렌즈에 의한 에너지集事性を 높였다.
- (2) 高壓窒素개스를 封入한 LTSG와 KDP Pockels cell, Glan 프리즘을 使用하는 PTM法에 의하여 Q-스위칭레이저펄스로부터 risetime 1~1.5nsec, 펄스幅이 2~10nsec 可變인 急峻한 矩形波펄스를 얻었다.

(3) 可飽和色素(Kodak 9860)를 使用하므로써 Q-스위칭과 모오드同期를 同時에 일으킬 수 있으며, PTM法에 의하여 모오드同期 레이저펄스로부터 數10psec 程度의 펄스幅을 갖은 매우 急峻한 單一펄스를 얻었다.

끝으로 이 研究에 指導와 協助를 해 주신 日本國立大阪大學 레이저核融合研究所長 山中千代術教授와 山中龍彦助教授에게 진심으로 謝意를 表하는 바이다.

### 參 考 文 獻

- 1) J.P. Gordon, H.J. Zeiger and C.H. Townes; "Molecular microwave oscillator new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH<sub>3</sub>," Phys. Rev., vol 95, pp. 282, 1954.
- 2) A.L. Schawlow and C.H. Townes; "Infrared and Optical Maser", Phys. Rev., vol. 112, pp. 1940, 1958.
- 3) T.H. Maiman; "Stimulated Optical Radiation in Ruby Masers", Nature, vol. 187, pp. 493, 1960.
- 4) K. Yoshida, T. Sasaki, M. Waki, T. Yamanaoka, H.B. Kang and C. Yamanaka; "Generation and Amplification of Laser Pulse with a Variable Pulsewidth Using PTM Method", Japan. J. Appl. Phys., vol. 10, pp. 1643, 1971.
- 5) A. Yariv; "Introduction to Optical Electronics", Holt Rinehart and Winston, New York, 1977.
- 6) R.W. Hellwarth and F.J. McClung; "Q-Modulation of Ruby Laser", J. Appl. Phys., vol. 33, pp. 828, 1962.
- 7) C. Yamanaka; T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H.B. Kang; "Anomalous Heating of a Plasma by a Laser", Phys. Rev. A, vol. 6, pp. 2335, 1972.
- 8) A.J. Alcock, M.C. Richardson and K. Leopold; "A Simple Laser Trigger Spark Gap with Subnanosecond Risettime", Rev. Sci. Instrum., vol. 41, pp. 1028, 1970.
- 9) A. Yariv; "Quantum Electronics", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1976.
- 10) M. DiDomenico Jr.; "Small Signal Analysis of Internal Modulation of Lasers", J. Appl. Phys., vol. 35, pp. 2870, 1964.
- 11) A. Yariv; "Internal Modulation in Multimode

- Laser Oscillators”, J. Appl. Phys., vol. 36, pp. 388, 1965.
- 12) L.E. Hargrove, R.L. Fork and M.A. Pollack; “Locking of He-Ne Laser Mode Induced by Synchronous Intercavity Modulation”, Appl. Phys. Letters, vol. 5, pp. 4, 1964.
- 13) M. DiDomenico Jr., J.E. Geusic, H.M. Marcos and R.G. Smith; “Generation of Ultrashort Optical Pulses by Mode Locking the Nd<sup>3+</sup>: YAG Laser”, Appl. Phys. Letters, vol. 8, pp. 180, 1977
- 14) H. Mocker and R.J. Collins; “Mode Competition and Self-locking Effects in a Q-switched Ruby Laser”, Appl. Phys. Letters, vol. 7, pp. 270, 1965.
- 15) A.J. DeMaria; “Picosecond Laser Pulses”, Proc. IEEE, vol. 57, pp. 3, 1969.
- 16) A.J. DeMaria; “Mode Locking,” Electronics, Sept. 16, pp. 112, 1968.