

# 레이저에 의한 어니이링

姜 衡 富\*

## ■ 차 례 ■

- 1. 序 論
- 2. 레이저光의 吸收
- 3. 再結晶光過程
- 4. 레이저어니이링의 應用例
- 5. 맺는말

## 1. 序 論

레이저어니이링法은 이온注入 半導體의 어니이링法으로서 1974년경에 소련에서 研究가 시작됐다. 이 方法은 從來의 어니이링法에는 없는 여러가지 特徵을 지니고 있으므로 從來의 어니이링法의 缺點을 克服할 수 있는 새 技術로서 1977년부터 활발히 研究가 展開되었다.

使用되는 레이저로서는 數J 정도의 에너지를 갖는 Nd:YAG, 루비등의 Q-스위칭 펄스레이저와 出力이 數W 정도의 Ar, Kr 개스를 利用한 CW (連續發振) 레이저등이 있다. 현재 레이저어니이링效果는 레이저光의 吸收에 의하여 試料溫度가 上昇하며, 이 熱效果에 의하여 어니이링된다는 모델이 一般的이며, 이온注入된 Si, GaAs, 金屬등은 레이저에 대한 吸收係數가 크기때문에 1 μm 以下の 얇은 表面層만 加熱되며 內部는 常溫으로 유지된다. 이것은 必要部分만 加熱되기 때문에 半導體處理技術로서 注目할 만한 長點이 하나이다. 또 매우 얇은 表面層은 큰 容積을 갖는 素材위에 있기 때문에 冷却效果가 從來의 爐어니이링法에 비해 훨씬 크다는 長點도 있다. 특히 Q-스위칭펄스레이저를 使用할 경우 冷却速度는 10<sup>9</sup>K<sup>2</sup>/sec 以上이 되며 매우 빠르다. 따라서 레이저어니이링層은 爐어니이링層에서는 볼 수 없는 여러가지 特

徵이 있다. 예를 들면 不純物은 固溶度以上으로 溶解되며, 轉位, 積層缺陷등의 微小한 格子缺陷도 없어진다는등의 좋은 現象이 일어난다.

最近에는 레이저어니이링法은 이온注入層의 어니이링뿐만 아니라 單結晶基板위의 蒸着膜의 에피택셜 成長, 非晶質基板위에 單結晶Si 膜의 形成, 오옴믹電極이나 金屬실리사이트의 形成등 레이저어니이링法의 長點을 利用한 여러가지 材料處理技術이 研究되어 興味있는 結果가 얻어지고 있다. 예를 들면 非晶質上的 單結晶Si 의 形成은 값이 싼 太陽電池와 三次元集積化 디바이스를 實現하는 것으로서 注目을 받고 있다. 또한 冷却速度가 지금까지 使用된 여러가지 急冷法보다 큰 點을 利用하여 準安全相合金등의 새로운 材料의 合成이 試行되고 있다.

本稿에서는 레이저어니이링의 機構, 特徵 및 여러가지 應用例를 中心으로 하여 敘述한다.

## 2. 레이저光의 吸收

半導體의 光吸收過程을 그림 1에 나타낸다. 에너지 갭 E<sub>g</sub> 보다 큰 에너지를 갖는 光은 잘 吸收되어 自由電子 및 홀이 생긴다. (a). CW 레이저어니이링의 경우는 數W의 Ar, Kr 레이저등을 30 μm 정도로 集光하여, ~1 cm/sec의 速度로 走査하면 試料表面의 一點은 10<sup>3</sup> J/cm<sup>2</sup>의 레이저에너지密度에서 약 3 msec 間 레이저照射를 받게 된다. 이 時間은 勵

\* 正會員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 工博

起된 電子 및 홀이 緩和速度 ( $\sim 10^{-12}$  sec) 보다 훨씬 길기 때문에, 吸收된 光에너지는 瞬間적으로 有效하게 熱로 變換되며, 어니어링은 이 熱效果에 의

해서 일어난다고 생각된다.

한편 Q-스위칭레이저나 모오드同期제이저펄스의 경우는 表 1에 있는 바와 같이 레이저의 피크파워

表 1. CW 레이저어니어링과 펄스레이저어니어링의 特性

	Q-Switched Nd:YAG	Mode-locked Nd:YAG pulse train	Mode-locked Nd:YAG single pulse
Pulse Duration $\tau_p$	30 nsec	30 psec duration : 10 nsec duration : about 150 usec	30 psec
Power Density for Crystal-lization P	1 ~ 10 J/cm <sup>2</sup> 30 ~ 300 MW/cm <sup>2</sup>	1 ~ 10 J/cm <sup>2</sup> min : 300 MW/cm <sup>2</sup> 2 ~ 3 GW/cm <sup>2</sup> max : 3 ~ 30 GW/cm <sup>2</sup>	1 ~ 5 J/cm <sup>2</sup> 30 ~ 150 GW/cm <sup>2</sup>
Electron-hole Production Rate g	$9.6 \sim 96 \times 10^{29}$ cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>	min : $9.6 \sim 96 \times 10^{30}$ cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup> max : $9.6 \sim 96 \times 10^{31}$ cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>	$9.6 \sim 48 \times 10^{32}$ cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>
Electron-hole Concentration Ne-h	$6.4 \times 10^{18}$ cm <sup>-3</sup> at 100 MW/cm <sup>2</sup>	min : $6.4 \times 10^{19}$ cm <sup>-3</sup> at 1 GW/cm <sup>2</sup> max : $6.4 \times 10^{20}$ cm <sup>-3</sup> at 10 GW/cm <sup>2</sup>	$6.4 \times 10^{21}$ cm <sup>-3</sup> at 100 GW/cm <sup>2</sup>

가 크며 電子·홀의 生成速度가 크다, 따라서 電子·홀의 濃度가 크게 되며, 自由캐리어吸收 (그림 1 b, c) 의 寄與도 크게 된다. 특히 모오드同期 레이저의 경우가 顯著하다. 따라서 高密度의 電子·홀플라즈마

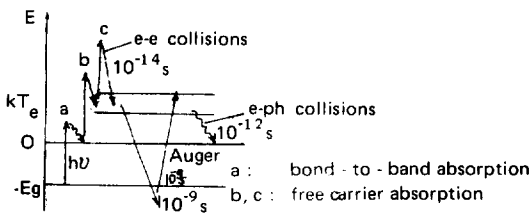


그림 1. 강한 光이 照射됐을 때 半導體에서의 光子 吸收와 緩和過程

가 發生하며 電子系의 溫度는 格子의 溫度보다 높게 된다. 이와 같은 高密度勵起의 경우 그 緩和過程에 대해서는 그다지 研究가 進行되고 있지 않은 상황이지만 一般적으로 그 緩和速度는  $\sim 10^{-12}$  sec 以上으로 생각되고 있으며, 따라서 Q-스위칭펄스의 경우도 역시 熱效果에 의해서 어니어링된다고 생각된다. 그러나 이 Q-스위칭 펄스에 의한 어니어링은 高密度플라즈마에 의해서 행해진다고 하는 플라즈마모델

도 提案되고 있으며, 正確한 어니어링機構의 解明은 앞으로 研究해야 할 問題의 하나이다. 여기서는 一般적으로 생각되고 있는 熱效果의 모델에 대하여 說明한다.

어니어링效果는 레이저光을 照射할 때 發生하는 熱分布에 의하여 決定되는데 이 分布는 레이저光의 吸收係數, 反射率, 레이저펄스의 時間幅 및 基板의 熱擴散係數, 比熱, 融點 등의 熱力學的인 파라미터에 의하여 決定된다. 光吸收係數는 吸收된 光子 에너지의 量 및 分布를 決定하는 파라미터이다. 그림 2는 單結晶 및 非晶質의 Si, GaAs 의 吸收스펙트럼 및 Al, Au의 吸收 및 反射스펙트럼을 나타낸 것이다. 半導體의 경우 吸收스펙트럼은 材料의 種類 및 材料의 結晶狀態에 따라서 다르며, Si, GaAs 에 있어서는 單結晶은 Nd:YAG 레이저의 光 (波長 1.06  $\mu$ m) 은 거의 吸收하지 않으며 非晶質만이 잘 吸收한다. 이 特性은 波長은 適當히 택하므로써 選擇적으로 加熱할 수 있음을 나타내는 것으로 從來의 爐어니어링에서는 實現할 수 없는 特徵이라 할 수 있다. 즉 Si 이나 GaAs 에서는  $10^{14}$  /cm<sup>2</sup> 以上の 注入量으로 이온注入을 하면 非晶質이 發生하는데 Nd:YAG 레이저를 使用하면 注入部分만을 選擇적으로 加熱하여 再結晶化시킬 수 있다. 특히 化學物半導體

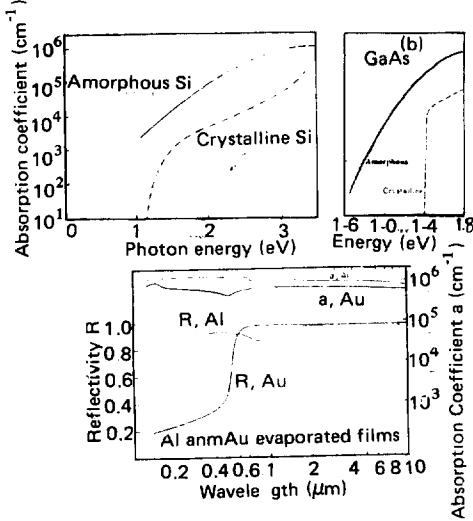


그림 2. 結晶 및 非結晶의 Si, GaAs의 吸收스펙트럼과 Au 및 Al의 光吸收係數와 反射率

의 경우는 從來의 熱處理로서는 缺陷이 發生하다가 表面이 分解되어 組成이 變化할 우려가 있었으므로 選擇의 由로 加熱할 수 있다는 것은 아주 魅力의 이라고 말할 수 있다. 結晶狀態에 따른 어니이링效果의 差異는 P를 注入한 Si 非晶質層을 再結晶化實驗에서 確認되고 있다. 한편 金屬은 그림 2에 있는 바와 같이 넓은 波長領域에 대하여 吸收가 크다. 따라서 오옴電極을 形成할 때 레이저를 半導體基板의 裏面으로부터 照射하여 金屬膜에서만 光을 吸收시켜 電極部分만을 加熱하여 製作할 수 있다.

### 3. 再結晶光過程

吸收된 光에너지가 熱로 變換되므로써 어니이링效果가 일어난는데, 結晶性的 回復過程은 펄스레이저인가 CW 레이저인가에 따라 달라진다. 펄스레이저 (數  $J/cm^2$ ,  $\tau = 10 \sim 200$  nsec)의 경우 피이크파워가 크므로 表面이 溶解되며, 再結晶化는 素材인 單結晶基板上에서 液相에 피택시에 의하여 일어난다. 그림 3은 펄스레이저어니이링 [(a)→(b)→(c)→(d) 그림] 및 CW 어니이링 [(a)→(e)→(f) 그림]의 再結晶化過程을 模式的으로 表示한 것이다. 펄스레이저의 경우 피이크파워가 크므로 우선 表面으로부터 溶解하기 시작하여 溶解相과 固相의 界面이 内部에 移動하며 溶解이 進行한다. [그림(b)]. 이 溶解層은 레이저파워를 吸收하여 融點以上으로 加熱되고 있으므로 레이저照射 후에도 熱擴散에 의하여 더 内部까지 溶解된다. 어니

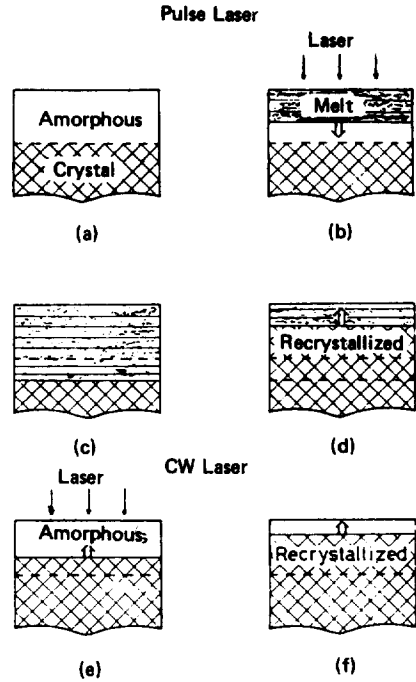


그림 3. 펄스 및 cw 레이저 어니이링에 의한 再結晶化過程

이링에 의하여 單結晶을 얻기 위해서는 損傷層을 完全히 溶解할 必要가 있다. [그림(c)]. 時間이 더 經過하면 冷却이 시작하며 内部로부터 表面쪽으로 素材 單結晶上에 에피택셜成長하면서 固化가 시작한다. [그림(d)].

CW 레이저의 경우는 피이크파워가 작으므로 溶解는 일어나지 않고 非晶質結晶界面으로부터 에피택시 再結晶이 일어난다 [그림(e)→(f)]. 이 어니이링機構는 熱어니이링法과 完全히 같지만 熱어니이링에서는 昇溫, 冷却時間이 길며, 再現性이 있는 結果를 얻으려면 10分 以上の 熱處理가 必要하며 따라서 이 時間사이에 不純物이 擴散하게 된다. 이에 비해 cw 레이저에서는 普通 數 msec 정도의 時間이면 충분이며 不純物擴散이 전혀 일어나지 않은 狀態에서 結晶化를 回復시킬 수 있다는 特徵을 갖고 있다.

펄스어니이링의 경우 溶解되는 것은 一般的으로 두께가  $1 \mu m$  이하의 表面層만이며, 加熱時間 (펄스幅)도  $\sim 30$  nsec 정도이므로 固化의 速度는 매우 빠르다. 液相과 固相 (結晶)의 界面에서는 그림 4에 表示한 바와 같이 液相에서 固相으로 移動하는 基板原子A의 흐름  $R_A^+$ , 固相에서 液相으로 移動하는 原子A의 흐름  $R_A^-$ , 도우핑 不純物原子의 같은 흐름

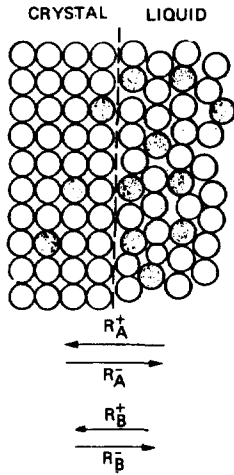


그림 4. 固體 - 液體의 界面에서의 原子의 흐름

$R_B^+$ ,  $R_B^-$  등의 흐름이 있으며 따라서 固化의 速度 즉 結晶化速度는  $V = R_A^+ - R_A^- + R_B^+ - R_B^-$  가 된다. 再結晶化層에 도우푸된 不純物의 濃度は 液相에서 固相으로 들어가는 速度  $R_B^+$  와 固相에서 液相으로 나가는 速度  $R_B^-$  로 決定되는데 熱平衡狀態에서는 이 速度들은 溫度에 의하여 決定된다. 레이저어니어링에서는 固化의 速度가 매우 빠르며 固相液相界面은  $\sim m/sec$ 의 速度로 빨리 移動하므로 한번 固相에 들어간 不純物原子가 또 다시 液相으로 돌아가는 確率は 매우 작게 되므로 偏析이 작게 된다. 더군다나 冷却이 빠르기 때문에 들어간 不純物은 固相中을 擴散하며 析出되기 以前에 冷却되므로 不純物은 結晶化層中에서 通常의 熱平衡溶度以上으로 融解하게 된다.

그림 5에 Si에 이온注入한 In의 偏析의 모양을 後方散亂法에 의하여 測定한 結果의 例를 나타낸다. 試料는 40 keV In을  $7 \times 10^{14}/cm^2$  注入하여, 펄스幅 15 n sec 및 50 n sec의 Q-스위칭루비레이저로 어니어링한 것이다. 펄스幅 및 레이저파워가 작을 수록 再結晶化速度  $V$ 는 빨라진다. 例를 들어 15 nsec 펄스의 경우  $1 J/cm^2$ 의 레이저에너지密度에서는  $5.2 m/sec$ ,  $1.7 J/cm^2$ 의 에너지密度에서는  $3 m/sec$ 가 된다. 또 50 nsec 펄스의 경우  $1.5 J/cm^2$ 에서  $3.1 m/sec$ ,  $2.5 J/cm^2$ 에서는  $2 m/sec$ 가 된다. 그림 5에 있는 In분布는 이 結晶化速度에 대응해서 變化하고 있음을 알 수가 있다. 즉 破線은 注入直後의 分布를 나타내며, 15 nsec의 펄스幅으로  $1 J/cm^2$ 를 照射할 경우 照射後의 分布(·)는 表面에서 피이크가 된다. 그리고 約 40%는 表面에

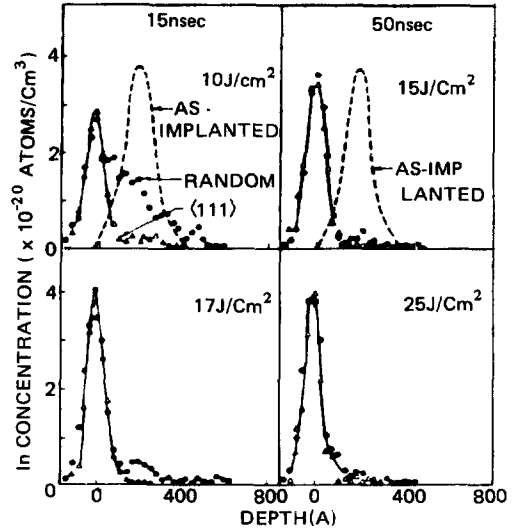


그림 5. 루비레이저펄스幅 및 에너지密度를 變化시켰을 때 얻어지는 여러 再結晶化 速度에 대한 In의 기피分布에 대한 實賢值

移動하고 나머지는 約 400 Å의 깊이에 걸쳐서 Si中에 分布된다. < 111 > 軸의 채널링스펙트럼( $\Delta$ )은 Si 내부에서는 收率이 작아지며, In은 表面을 제외하면 置換位置에 들어가서 固溶되고 있는 In의 濃度は 熱平衡固溶度의 100 배가 되고 있음을 알 수가 있다. 한편 이 以外の 條件에서 照射할 경우는 In은 모두 表面에 偏析되고 있음을 알 수가 있다. 그림 5의 分布로부터 偏析係數가 計算에 의하여 決定된다. 이 偏析係數와 再結晶化速度의 關係를 그림 6에 表示한다.

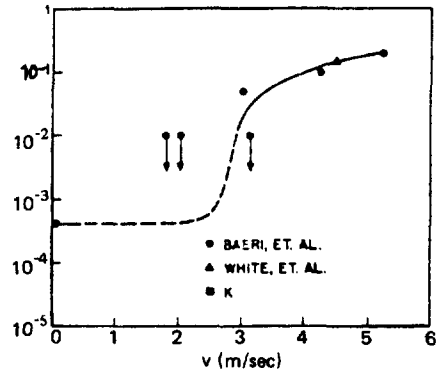


그림 6. 偏析係數와 再結晶化速度와의 關係

이들 結晶에서는 固化速度가  $3 \sim 4 m/sec$  以上이 되면 In은 그림 4에 있는 바와 같이 液相쪽으로 移動할 時間이 없어서 固相에 트랩된다는 것을 알 수

있다. 즉 固化速度가 4 m/sec 일 때 Si 의 1 原子層 (~2 Å) 이 에피택셜 성장하는 時間은  $5 \times 10^{-11}$  sec 이며, 한편 In 이 液相中에서 2 Å 의 距離를 移動하는 時間은 液相中의 擴散係數  $10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/sec 로부터  $4 \times 10^{-11}$  sec 가 된다. 따라서 In 은 固化할 때 固相液相界面에서 液相中으로 移動할 時間餘裕가 없기 때문에 트랩된다고 풀이 되고 있다. 또 固相中에서는 In 의 擴散係數는 最大  $5 \times 10^{-11}$  cm<sup>2</sup>/sec 이며 冷却速度가  $10^9$  K/sec 로 매우 빠르기 때문에 거의 移動하지 않는다. 따라서 析出이 일어나지 않기 때문에 固溶度 以上の In 가 置換位置를 차지하게 되어 準平衡相이 形成된다.

偏析이 일어나지 않고 固溶度 以上으로 固溶되는 結果는 Ga, Bi, Sb 등 다른 不純物에 대해서도 觀測되고 있다. 表 2 는 Si 에 이온注入된 여러가지 不純物에 대하여 熱平衡의 固溶度 및 레이저어니이링으로 얻어지는 最大固溶度を 比較한 例를 나타낸 것으로 레이저어니이링에 의하여 最大 500 배나 固溶된 準平衡相이 얻어지고 있다.

表 2. 熱平衡狀態의 固溶度와의 레이저어니이링에 의하여 얻어지는 最大固溶度の 比較

Dopant	$C_s^0$ (cm <sup>-3</sup> )	$C_s^{max}$ (cm <sup>-3</sup> )	$C_s^{max}/C_s^0$
As	$1.5 \times 10^{21}$	$6 \times 10^{21}$	4
Sb	$7 \times 10^{19}$	$1.3 \times 10^{21}$	18
Bi	$8 \times 10^{17}$	$4 \times 10^{20}$	500
Ca	$4.5 \times 10^{19}$	$4.5 \times 10^{20}$	10
In	$8 \times 10^{17}$	$1.5 \times 10^{20}$	188

#### 4. 레이저어니이링의 應用例

##### 4.1 非晶質基板上의 結晶成長

레이저어니이링法은 이온注入層의 缺陷의 어니이링 뿐만 아니라 結晶成長技術로서도 매우 興味있는 結果가 얻어지고 있다. 즉 非晶質基板上에 形成된 非晶質膜을 서서히 加熱하면 均一한 核成長이 일어나 微小한 粒徑의 多結晶膜이 되지만 加熱을 急激히 그리고 局部的으로 行하면 結晶粒은 1 μm 의 크기까지 成長한다. 그림 7 은 CW 레이저를 照射하므로써 非晶質 Ge 膜이 再結晶化되는 過程의 一例를 나타낸 것이다. 이 例에서는 슬릿 (Slit) 모양의 비임을 갖는 CW 레이저를 使用하여 레이저를 一定速度 V 로 走査했다. 이 때 非晶質膜은 레이저光을 吸收하여 溫度가 上昇하므로 레이저가 照射된 部分에서 再結晶化가 일어

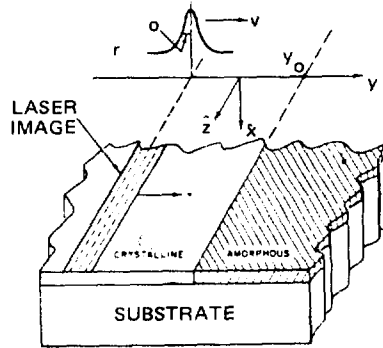


그림 7. cw 레이저를 슬릿像으로 走査할 때 非晶質 半導體膜의 再結晶化過程의 概略圖

난다. Ge, Si 등의 半導體에서는 非晶質의 融點은 結晶에 比하여 낮으며, 또 非晶質이 보다 自由에너지가 크다. 따라서 再結晶化에 따라서 에너지가 放出되어 熱이 되므로 非晶質膜의 溫度가 上昇하는 結果 더욱 内部까지 結晶化가 일어난다. 이 때 熱은 擴散에 의하여 基板쪽으로 散逸되기 때문에 어떤 距離 y\_0 까지는 結晶化가 進展한다. 이 때의 結晶化의 速度는 ~ 1 m/sec 정도이며 레이저走査速度보다 훨씬 빠르다. 레이저는 再結晶化된 領域을 通過해서 結晶·非晶質界面에 到達하나 再結晶化領域을 走査하는 사이에는 熱放出이 없으므로 레이저비임이 到達하여 界面 溫度가 다시 上昇할 때까지 再結晶化는 일어나지 않는다. 이와 같이 一定한 速度로 레이저를 照射하여도 結晶化는 펄스의 形式으로 일어나게 된다. 이와 같은 結晶化過程은 Ge 非晶質에 대해서도 觀測되고 있다.

非晶質 Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 나 SiO<sub>2</sub> 위에 形成된 Si 도 CW 레이저어니이링에 의하여 粒徑이 크게 되어 ~ 2 × 25 μm<sup>2</sup> 정도의 크기로 成長하며 膜의 캐리어 移動度는 單結晶의 값에 匹敵하는 값이 얻어지고 있다. 또 이 結果를 利用하여 크기가 2 × 10 μm 인 실리콘패턴을 만들어 CW 레이저로 어니이링하므로써 單結晶패턴이 얻어진다는 實驗結果도 있다. 이와 같은 方法으로는 結晶粒徑을 크게는 할 수 있지만 膜全體의 方向이 整列된 單結晶은 만들 수 없다. Geis 들은 非晶質基板위에 그레이팅을 새겨 그 周期를 多結晶粒徑以下로 하면 多結晶粒의 成長方向이 그레이팅으로 規制되어 同一方向으로 整列되어 膜全體를 單結晶化할 수 있을 것으로 생각하여 그림 8 에 있는 바와 같이 SiO<sub>2</sub> 基板위에 周期 3.8 μm, 깊이 0.1 μm 의 直角斷面을 갖는 그레이팅을 形成시킨 다음 Si 을 蒸着하여 7 W

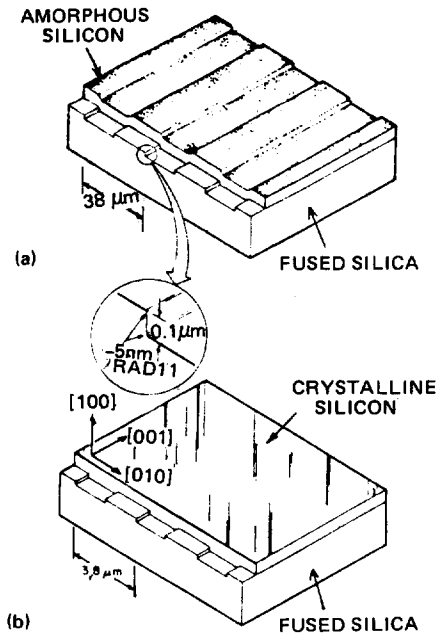


그림 8. (a) SiO<sub>2</sub> 基板上에 그레이팅을 새겨 그 위에 CVO 法에 의하여 蒸着한 非晶質실리콘 膜의 모양과, (b) 이 非晶質실리콘 膜을 레이저어니이링함으로써 얻어지는 單結晶실리콘 膜의 모양

CW Ar 레이저를 ~ 1 cm/sec의 速度로 走査하면서 照射하면 單結晶이 얻어진다는 것을 實證했다.

非晶質基板上的 單結晶패턴이나 單結晶膜의 形成은 값싼 SOS 構造의 디바이스나 三次元的集積化 디바이스의 코스트를 낮추고 性能을 向上시키는데 重要하며 앞으로 研究가 더 進展되야 할 分野이다.

#### 4.2 化合物半導體의 레이저어니이링

一般的으로 化合物半導體의 缺陷을 어니이링할 때에는 表面의 分解를 피하기 위해서 表面에 保護膜을 붙여서 할 必要가 있다. 그러나 保護膜과 半導體表面과의 反應, 保護膜의 附着力 등의 問題가 있어서 그다지 쉬운 일은 아니다. 레이저어니이링에서는 加熱時間이 짧고 또 表面의 缺陷層만이 加熱되기 때문에 保護膜을 쓸 必要가 없으며, 簡單하고 우수한 어니이링效果를 얻을 수 있을 것으로 期待되고 있다. 그림 9에 나타낸 例는 200 keV 및 70 keV에서 Si 이온을 注入하여 Q-스위칭 루비레이저로 어니이링한 GaAs 試料의 Si 注入量과 얻어진 캐리어濃度의 關係를 測定한 結果이다. 이 例에서는 825 C 및 1000

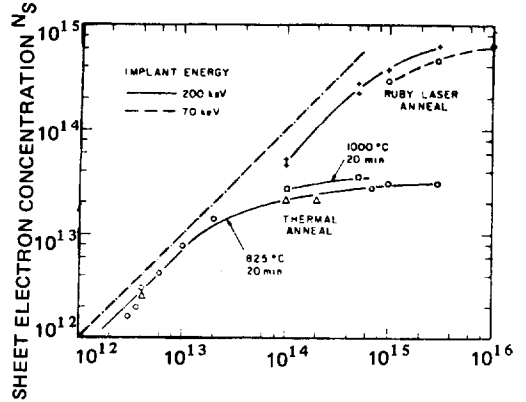


그림 9. 루비레이저어니이링 및 熱어니이링된 GaAs 에 대한 Si 이온 注入量과 시이트 電子濃度와의 關係

C에서의 熱어니이링에 의한 結果와 比較하였으며 레이저어니이링에서는 注入量이 많을 경우 熱어니이링보다 10 倍以上 큰 캐리어濃度가 얻어지고 있다. Te나 Se의 이온 注入에 대해서도 같은 結果가 얻어지고 있으며, 이것은 Si의 경우와 마찬가지로 레이저어니이링에서는 보다 固溶이 쉽다는 것이다.

注入量의 작을 ( $< 10^{14} / \text{cm}^2$ ) 경우, 熱어니이링에서는 注入이온의 大部分이 活性化되고 있는데 비해 레이저어니이링에서는 거의 活性化되고 있지 않아서 도핑效果는 거의 나타나지 않는다. 한편 캐리어 移動度는 레이저어니이링의 경우 數  $100 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{sec}$  인 값이 얻어지고 있으며 이 값은 單結晶의 값에 비해 수배정도 작다. 이것은 레이저어니이링層에는 缺陷이 高濃度로 남아 있다는 것을 意味한다. 이것은 再結合速度가 너무 크기 때문이라고 생각되며 化合物半導體에는 CW 레이저가 보다 適合하다고 생각된다. Fan 들은 GaAs 및 InP에 대하여 Nd:YA G CW 레이저를 써서 어니이링한 결과  $10^{14} / \text{cm}^2$ 의 注入量에서도 큰 活性化가 얻어졌으며 또 移動도도 크게 됐다. 어니이링層의 發光特性도 CW 레이저를 쓰는 것이 보다 나은 結果가 얻어진다. 즉 펄스레이저로 어니이링할 경우 어니이링層에서 포토루미네선스를 거의 볼 수 없으나 CW 레이저의 경우는 熱어니이링의 경우보다 강한 포토루미네선스가 觀測되고 있다. 그림 10에 있는 例는 CW CO<sub>2</sub> 레이저를 照射하여 N 이온을 注入한 GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>의 포토루미네선스特性을 調査한 結果를 나타낸 것이다. 즉 150 keV N 이온을  $5 \times 10^{12}$ ,  $1 \times 10^{13} / \text{cm}^2$ 을 注入한 후 N 센터의 發光을 調査한 것으로 143 W/cm<sup>2</sup>의 CO<sub>2</sub> 레이저어니이링을 할 경우 熱어니이링

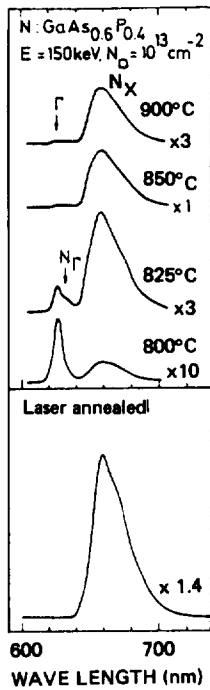


그림 10. 각각 800, 825, 900 °C에서 1시간 熱어 니어링한 試料과 cw CO<sub>2</sub> 레이저에 의하여 133 W/cm<sup>2</sup>의 파워密度에서 3秒間 어니링한 試料의 포토루미넨스 스펙트럼

에 비해 약 3倍以上의 강한 發光이 얻어졌다. CO<sub>2</sub> 레이저의 경우 GaAs<sub>0.6</sub>P<sub>0.4</sub>의 吸收係數가 작기 때문에 보다 큰 레이저파워가 必要하지만 試料의 거의 全体에 파워가 吸收되어 溫度上昇이 일어나기 때문에 溫度勾配가 작으며 冷却速度가 보다 작아진다.

GaAlAs에 대해서는 루비펄스레이저 (펄스幅~ 1 m sec) 어니어링에 의하여 1000倍以上으로 發光强度가 增幅되는 結果가 觀測되고 있다. 이 경우도 Q-스위칭펄스와는 달리 펄스幅이 길고 冷却速度가 작으므로 우수한 어니어링效果가 얻어진다고 생각된다.

이와 같이 化合物半導體에서는 急冷을 하지 않은 것이 重要하다고 생각된다. 이것은 레이저어니어링의 큰 特徵인 急冷效果가 利用되지 않아서 레이저어니어링을 使用하는 利點이 없다고 생각되지만 保護膜을 必要로 하지 않고 處理時間도 짧다는등의 利點이 있어 熱處理法에는 없는 長點을 갖고 있다.

### 4.3 金屬의 레이저어니어링

金屬合金에서는 準平衡相을 갖는 새로운 材料를

合成하기 위하여 여러가지 急冷法이 使用되고 있다. 이들 急冷法에서는 冷却速度는 液相에서 急冷할 경우 10<sup>6</sup>~10<sup>9</sup> °K/sec, 氣相의 경우는 ~10<sup>15</sup> °K/sec 정도이다. 레이저어니어링의 경우 冷却速度 (펄스: ~10<sup>10</sup> °K/sec, CW: ~10<sup>6</sup> °K/sec)는 從來의 急冷法과 거의 같으며 急冷法과 마찬가지로 여러가지 準平衡相의 合成法으로서 期待되고 있다.

이온注入法도 또한 非熱平衡過程이며 레이저어니어링法과 組合하여 새로운 準平衡相合金을 만드는 方法이 試行되고 있다. 그림 11에 表示한 例는 Ni

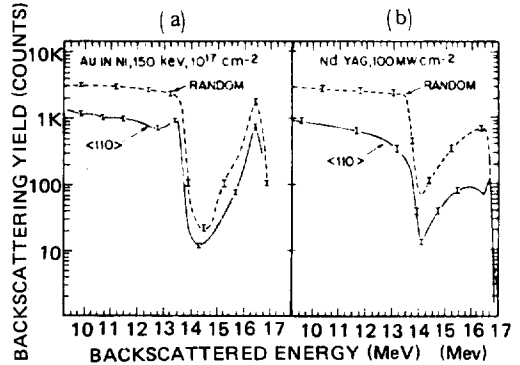


그림 11. Ndi YAG 레이저 照射前과 後의 高密度 Au 注入 Ni 單結晶에서 散亂되는 1.8 MeV He<sup>+</sup> 이온의 Rutherford 散亂스펙트럼

單結晶에 Au를 150 keV의 에너지로 10<sup>17</sup>/cm<sup>2</sup>이온 注入한 後 채널링法에 의하여 殘留缺陷 및 固溶된 Au의 濃度를 測定한 結果이다. 이온注入法은 等價의 으로 冷却速度가 10<sup>15</sup> °K/sec 나 되는 高速急冷法으로 생각되며 따라서 注入後의 채널링스펙트럼 (그림 11(a))으로 알 수 있는 바와 같이 약 90%가 置換位置에 들어가 固溶되고 있으며 그 濃度는 9%가 된다. 이것은 室溫에서의 Ni 中の Au의 固溶度가 1%정도 밖에 되지 않은 것을 보면 準安全合金이 形成되고 있음을 意味한다. 그러나 <111> 채널링스펙트럼과 랜덤 (random) 스펙트럼과의 比가 크게 (~5%) 된다는 事實로부터 이온注入直後는 缺陷이 高濃度로 남아 있음을 알 수가 있다. 130 nsec의 펄스幅을 갖는 Q-스위칭 Nd:YAG 레이저를 使用하여 레이저어니어링을 하면 그림 11(b)에 있는 스펙트럼으로부터 알 수 있는 바와 같이 格子缺陷은 상당히 減少하지만 半導體의 레이저어니어링에 比하면 缺陷은 完全히는 어니어링되지 않기 때문에 더욱 改良할 必要가 있다. 한편 Au는 레이저어니어링後에 피크가 1.4~1.7 MeV에 걸쳐서 넓게 分布되고

있는 것으로 보아 半導體의 경우와 마찬가지로 擴散하고 있으며 또 固溶度以上으로 固溶되고 있다. 이러한 結果로부터 레이저어니이링法이 이온注入法에 의해 合成된 合金보다 缺陷이 적은 準安定固溶合金을 얻을 수 있다.

이와 같은 準安全合金의 合成法의 應用으로서 높은 超傳導轉移溫度 ( $T_c$ ) 를 갖는 새로운 超傳導合金의 合成이 可能하며 지금까지 몇가지 實驗이 報告되고 있다. Nb-Si 合金에서는 레이저어니이링에 의하여 約  $18^\circ\text{K}$ 의  $T_c$  를 갖는 合金이 얻어지고 있다. 또 Nb-Si 合金은  $T_c$  가 가장 높은 材料로 期待되고 있으나 準安全相 때문에 여태까지의 方法으로는 合成이 어렵다. 따라서 레이저어니이링法에 의한 合成이 注目을 받고 있지만 아직은 높은  $T_c$  를 갖는 材料의 合成은 實現되고 있지 않다. 한편 Pt-Si 系合金은 從來의 方法으로는 超傳導合金相을 만들 수 없었으나 레이저어니이링法에 의하여 超傳導合金相이 合成되었으며, 이로서 레이저어니이링法의 有用성은 實證되었으나 本格的인 研究는 이제 시작됐다고 말할 수 있다.

## 5. 맺는 말

레이저어니이링法에 대하여 그 어니이링機構와 應用例에 대하여 解説했다. 이 연구는 1977, 78년에 顯著하게 進展되었으며, 現在는 어니이링機構 및 어니이링層의 結晶性, 電氣特性 등 基本的인 性質은 거의 明確히 되고 있다. 앞으로의 研究의 中心은 非晶質基板上的 單結晶膜의 成長등의 結晶成長技術로서의 應用과 高密度勵起狀態의 緩和過程과 固化過程등의 基礎的인 問題의 解明등에 있다. 레이저어니이링法의 特徵을 더욱 發揮시킬 수 있는 新材料의 合成도 興味있는 課題이다.

## 參 考 文 獻

- [1] D.H. Auston, C.M. Surko, T.N.C. Venkatesan, R.E. Slusher and J.A. Golovchenko: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 437.
- [2] D.H. Auston, J.A. Golovchenko, A.L. Simons, C.M. Surko and T.N.C. Venkatesan: Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 777.
- [3] J.S. Williams, W.L. Brown, H.J. Leamy, J.M. Poate, J.W. Rodgers, D. Rousseau, G.A. Rozgonyi, J.A. Sheinutt, T.T. Sbeg: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 542.
- [4] P. Baeri S.U. Campiasno, G. Foti and E. Rimini: J. Appl. Phys. 50 (1979) 788.
- [5] P. Revesz, G. Farkas, G. Mezey and J. Gyulai: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 431.
- [6] J.F. Gibbons, K.F. Lee, T.J. Magee, J. Peng and R. Ormond: Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 831.
- [7] M.W. Geis, D.C. Flanders and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett. 35 (1970) 71.
- [8] S. Margalit, D. Fekete, D.M. Pepper, C.P. Lee and A. Yariv: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 346. M. von Allmen and M. Wittmer: Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 68.
- [9] L.R. Testardi, T. Wakiyama and W.A. Royer: J. Appl. Phys. 48 (1977) 2055.
- [10] M. von Allmen, S.S. Lau, M. Maenpaa, and B.Y. Tsaur: Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 84.
- [11] J.A. van Vechten, R. Tsu, F.W. Saris and D. Hoonhout: Phys. Lett. 74A (1979) 417 and 422.
- [12] A.H. Oraby, K. Murakami, Appl. Phys. Lett. to be Published.
- [13] A. Gat.: Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 276.
- [14] P. Baeri, J.M. Poate, S.U. Campisano, G.Foti, E. Rimimi and A.G. Cullis: Appl. Phys. Lett. to be published.
- [15] C.W. White, P.P. Pronko, S.R. Wilson, B.R. Appleton, J. Narayan and R.T. Young: J. Appl. Phys. 50 (1979) 3261.
- [16] C.W. White, S.R. Wilson, B.R. Appleton and F.W. Young, Jr.: J. Appl. Phys. 51 (1980) 738.
- [17] J.C.C. Fan, H.J. Zeiger, R.P. Gale and R.L. Chapman: Appl. Phys. Lett. 36 (1980) 158.
- [18] R.L. Chapman, J.C.C. Fan, H.J. Zeiger and R.P. Gale: Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 292.
- [19] A. Gat. L. Gerzberg, J.F. Gibbons, T.J. Magee, J. Peng, and J.D. HOng: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 775.
- [20] J.F. Gibbons, K.F. Lee, T.J. Magee, J. Peng and R. Ormond Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 831.
- [21] M.W. Geis, D.C. Flanders and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 71.
- [22] J.C.C. Fan, J.P. Donnelly, C.O. Bozler and R.L. Chapman: Inst. Phys. Conf. Ser. No. 45 (1979) p.472.