

MgAl₂O₄ 기판위에 HVPE법으로 성장된 후막 GaN의 광학적 특성

이 영 주* · 김 선 태

대전산업대학교 재료공학과

*현대 광전자 반도체 (주)

Optical Properties of HVPE Grown Thick-film GaN on MgAl₂O₄ Substrate

Y. J. Lee* and S. T. Kim

Department of Materials Engineering, Taejeon National University of Technology, Taejeon 300-717

*Presently Optel Semiconductor Co.

(1997년 12월 3일 받음, 1998년 4월 6일 최종수정본 받음)

초 록 HVPE (hydride vapor phase epitaxy) 법으로 (111) MgAl₂O₄ 기판 위에 10~240 μ m 두께의 GaN를 성장하고, GaN의 두께에 따른 광학적 성질을 조사하였다. MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 PL 특성은 결정성장온도에서 기판으로부터 Mg이 out-diffusion하여 auto-doping 됨으로써 불순물이 첨가된 GaN의 PL 특성을 나타내었다. 10K의 온도에서 측정된 PL 스펙트럼은 자유여기자와 속박여기자의 재결합천이에 의한 피크들과 불순물과 관련된 도너-억셉터 쌍 사이의 재결합 및 이의 포논 복제에 의한 발광으로 구성되었으며, 깊은 준위로부터의 발광은 나타나지 않았다. 중성 도너에 속박된 여기자 발광 에너지와 라만 E₂ 모드 주파수는 GaN의 두께가 증가함에 따라 지수 함수적으로 감소하였으며, GaN 내의 잔류 응력에 대하여 라만 E₂ 모드 주파수는 $\Delta\omega = 3.93\sigma$ (cm⁻¹/GPa)의 관계로 변화하였다.

Abstract A hydride vapor phase epitaxy (HVPE) method was performed to grow the 10~240 μ m thick GaN films on (111) spinel MgAl₂O₄ substrate. The GaN films on MgAl₂O₄ substrate revealed a photoluminescence (PL) characteristics of the impurity doped GaN by the out-diffusion and auto-doping of Mg from MgAl₂O₄ substrate during GaN growth. The PL spectrum measured at 10K consists of free and bound excitons related recombination transitions and impurity-related donor-acceptor pair recombination and its phonon replicas. However, the deep-level related yellow band emission was not observed. The peak energy of neutral donor bound excitonic emission and the frequency of Raman E₂ mode were exponentially decreased with increasing the GaN thicknesses, and the frequency of E₂ Raman mode was shifted with the relation of $\Delta\omega = 3.93\sigma$ (cm⁻¹/GPa), where σ (GPa) is the residual strain in the GaN epilayers.

1. 서 론

III-V족 질화물 반도체를 이용한 청·녹색 발광다이오드(LED)와 레이저다이오드(LD)에 대한 오랜 연구의 결과로 고휘도 청색 LED가 상용화되었으며, InGaN를 활성층으로 사용한 다중양자우물(multi quantum well)구조의 청색 LD가 실온에서 3000시간 이상 연속발전 하는데 성공하였다.^{1,2)}

현재 상용화되고 있는 고휘도 청·녹색 LED와 실온 연속발전이 성공한 청색 LD는 사파이어 기판 위에 MOCVD(metalorganic chemical vapor deposition)법으로 GaN를 heteroepitaxy 성장하여 제작하고 있다. 최근에는 스핀넬(MgAl₂O₄) 기판을 이용하여 MOCVD법으로 양질의 GaN 박막을 성장하였으며, 펄스 동작하는 청색 LD가 보고되었다.^{3,4)} 스핀넬 구조의 입방정 MgAl₂O₄는 융점이 약 2130°C로 높고, 격자상수는 8.083Å이며 벽개면은 (100)면이다. 특히 MgAl₂O₄의 (111)면에서 산소원자의 사이의 결합길이는 2.86Å이고, GaN의 (0001)면에서 질소원자

사이의 결합길이는 3.16Å으로서 이들 사이의 유효 격자 부정합도는 9.5%이다. 이는 사파이어와 GaN 사이의 격자 부정합도는 14%에 비하여 적은 값이다.³⁾ 이와 같은 성질의 MgAl₂O₄를 기판으로 사용하여 MOCVD법으로 사파이어 기판 위에 GaN를 성장시키는 조건에서 고품위의 GaN 박막을 성장하는 것이 가능하다. 사파이어를 MgAl₂O₄로 대체하여 사용하였을 때의 장점으로는 우선 격자 부정합도가 적어 결정학적으로 양질의 GaN 박막을 성장하는 것이 가능하며, MgAl₂O₄의 벽개면 (100)과 GaN의 벽개면 (1100)이 평행하여 레이저 발전에 필수적인 공진기를 형성하는 것이 가능하다는 것이다.

그러나 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN 역시 기판과의 열팽창 계수 차이와 격자상수의 차이에 의한 응력이 GaN의 광학적 성질에 영향을 미치게 될 것으로 예상되지만 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 광학적 성질은 잘 알려져 있지 않으며, 특히 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 두께에 따른 광학적 성질은 보고되지 않았다.

이 연구에서는 MgAl₂O₄ 기판 위에 10~240 μ m 두께의

GaN를 HVPE법으로 heteroepitaxy 성장시키고, 성장된 GaN의 두께에 따른 광루미네선스 (Photoluminescence ; PL)과 라만 (Raman) 산란을 측정하여 GaN의 광학적 성질을 조사하였다.

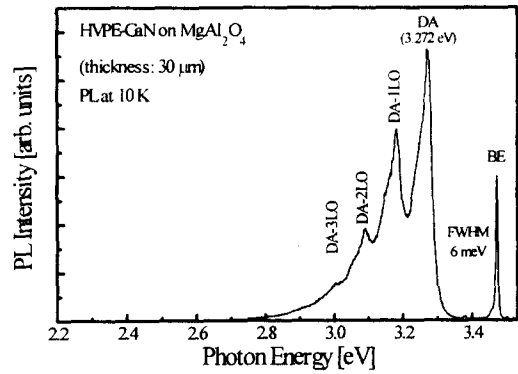
2. 실험 방법

HVPE법으로 GaN를 성장하기 위하여 이미 보고된 방법으로⁵⁾ HCl+Ga과 NH₃를 기판이 놓여져 있는 영역에 공급하여 MgAl₂O₄ 기판 위에 GaN가 deposit되도록 하였다. 금속 Ga의 온도를 850℃로 유지하였고, GaN가 deposit되는 영역의 온도는 1030℃로 유지하였다. MgAl₂O₄ 기판은 HCl+Ga의 배출구로부터 8cm 떨어진 위치에 놓이도록 하였으며, 이 위치에서 GaN의 성장률은 60μm/hr이었다. (111) 스피넬 기판을 5mm×5mm 또는 10mm×10mm의 크기로 절단하고 유기용매를 이용하여 초음파 세척한 후, 이온정제수로 희석된 HF용액 (H₂O:HF=10:1)으로 30초 동안 에칭시켜 사용하였다. GaN를 성장시키기 위하여 HCl을 30ml/min으로 공급하였고, NH₃는 300ml/min으로 공급하였으며, HCl의 캐리어 가스로 N₂를 300ml/min으로 공급하였다. 또한 반응과정에서 생성되는 부산물과 석영 반응관에 부착된 GaN들이 재분해하여 기판에 부착하는 것을 방지하기 위하여 3000ml/min으로 질소를 공급하였다.

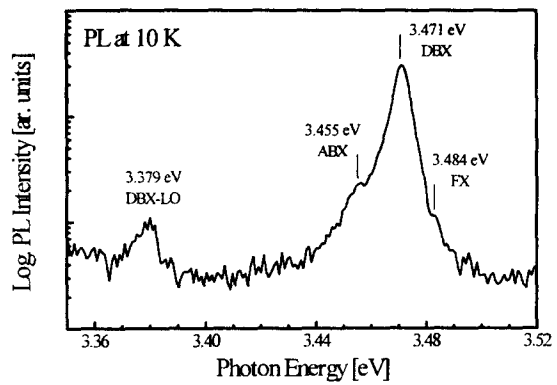
GaN의 광학적 성질로서 PL을 측정하기 위하여 10K의 온도에서 여기광원으로 발진파장과 출력이 각각 325nm와 90mW인 He-Cd 레이저 빔을 석영렌즈로 집광하여 시료를 여기시켰다. 시료의 표면으로부터 발광되는 빛을 집광하여 초점길이가 1m인 분광기로 분광한 후 광증배관으로 검출한 후 data 처리장치를 이용하여 기록하였다. 또한 GaN 두께에 따른 광학적 성질의 변화를 해석하기 위하여 실온에서 라만산란과 X-선 회절 실험을 하였다.

3. 결과 및 고찰

그림 1은 두께가 30μm인 GaN에 대하여 10K 온도에서 측정된 PL스펙트럼을 나타낸 것으로서, 그림 (b)에 에너지 갭 부근의 PL 스펙트럼을 확대하여 나타내었다. 10K의 온도에서 측정된 PL 스펙트럼은 3.3~3.5eV영역에서 자유여기자 (free-exciton : FX)와 구속여기자 (bound-exciton : BX)에 의한 여기자 관련 발광과 이보다 낮은 에너지 영역에서는 불순물 준위와 관련된 발광으로 구성되었다. 이와 같은 스펙트럼의 형태는 불순물이 첨가된 GaN의 PL 스펙트럼과 유사하다.⁶⁾ 3.484eV 부근에서 약한 강도의 피크는 Eckey 등⁷⁾이 50μm 두께의 GaN에 대하여 보고한 자유여기자로부터의 발광 피크 에너지와 잘 일치한다. 저온에서 GaN의 에너지 갭을 3.504eV로 하면 자유여기자의 결합에너지는 약 20meV가 되며, 이는 Chen 등⁸⁾이 wurtzite-GaN에 대하여 local density approximation법으로 구한 자유여기자 A의 이론적 결합에너지와 같은 값이다. 따라서 3.484eV 부근에서의 발광은 자유여기자의 소멸에 의한 것임을 알 수 있다.



(a)



(b)

Fig. 1. a) Photoluminescence spectrum of 30 μm-thick GaN grown by HVPE on MgAl₂O₄ substrate. (T=10K) and b) Excitonic region spectra of Fig. 1-a).

한편, 3.471eV에서 반치폭이 약 6meV인 강한 강도의 발광은 MOCVD법 또는 MBE법으로 성장된 박막 GaN에서 주로 관찰되는 I₂피크로서 중성 도너에 구속된 여기자 (DBX)의 소멸에 의한 것이다. 이 발광과 관련된 중성 도너는 결정 결함인 질소 공격자점 (vacancy)이라 여겨지고 있다. 또한 DBX보다 약 16meV 낮은 에너지인 3.455eV에서는 중성 억셉터에 구속된 여기자 (ABX)와 관련된 발광이 나타났다. 이로부터 중성 도너에 구속된 여기자와 중성 억셉터에 구속된 여기자의 결합에너지는 낮은 온도에서 GaN의 에너지 갭을 고려하면 각각 11meV와 27meV임을 알 수 있으며, 이는 Chen 등⁸⁾이 보고한 여기자의 결합에너지와 일치한다.

3.272eV의 위치에서는 얇은 준위의 도너와 억셉터 (DA)쌍 사이의 재결합에 의한 피크가 나타났으며, 이보다 낮은 에너지 쪽에서는 GaN의 LO 포논 (phonon) 에너지와 일치하는 92meV의 간격을 갖고 세 개의 피크가 나타났는데 이는 DA 쌍의 1LO, 2LO 및 3LO 포논 복제 (phonon replica)에 의한 것이다.⁶⁾ 일반적으로 사파이어 기판 위에 성장된 불순물이 첨가되지 않은 GaN에서는 3.27eV 부근에서의 발광피크 강도가 여기자 관련 발광 강도에 비하여 상대적으로 작거나 관찰되지 않는다. 그러나, MgAl₂O₄ 기판 위에 불순물을 첨가하지 않고 성장시킨 GaN에서는 3.27eV 부근에서의 발광 강도가 여기자 관련 발광 강도보

다 크게 나타났고 있는데, 이와 같은 성질은 Si, Cd, Zn 및 Mg 등 불순물을 임의로 첨가하여 사파이어 기판 위에 성장시킨 GaN의 PL 특성과 유사하다. 이것은 GaN의 성장온도에서 기판으로 사용한 MgAl₂O₄로부터 out-diffusion하는 Mg이 GaN 내에서 auto-doping된 불순물로 작용하기 때문이라 여겨진다. 그러나 결정의 결함과 관련하여 2.25eV 부근에서 관찰되는 깊은 준위의 DA 쌍의 재결합에 의한 황색발광은 나타나지 않았다.

그림 2는 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 서로 다른 두께의 GaN에 대하여 10K의 온도에서 측정된 에너지 갭 부근에서 여기자 관련 PL 스펙트럼을 나타낸 것이다. GaN의 두께가 증가함에 따라 I₂ 피크의 반치폭이 감소함과 동시에 피크 에너지는 점차 낮은 에너지 쪽으로 이동하였다. 또한 두께가 240μm인 GaN에서는 여기자 관련 피크의 반치폭이 증가하면서 I₂보다 높은 에너지 쪽에서 분리된 세 개의 피크가 나타났다.

그림 3은 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 두께에 따

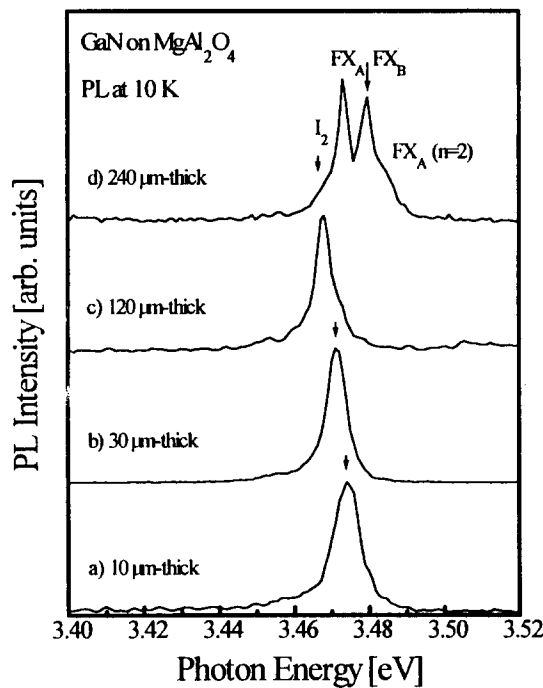


Fig. 2. Near-band-edge excitonic luminescence spectra with thickness of GaN epilayers on MgAl₂O₄ substrate at 10K.

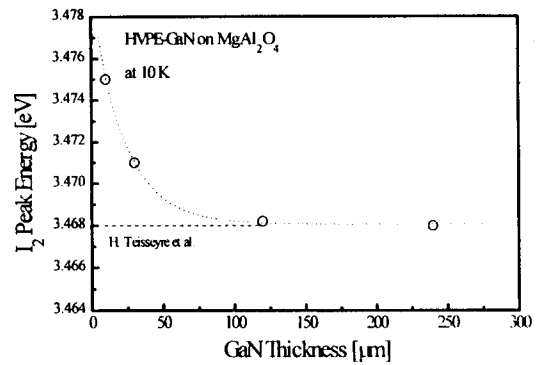


Fig. 3. The thickness dependence of the peak energy of the I₂ line at 10K.

른 I₂ 발광 피크 에너지를 나타낸 것이다. 발광 피크 에너지는 GaN 두께에 따라 지수 함수적으로 감소하였으며, GaN의 두께가 120μm 이상에서는 Teisseyre 등⁹⁾이 벌크 GaN에 대하여 제시한 I₂ 발광 피크 에너지 3.468eV에 접근하고 있음을 알 수 있다. GaN의 두께가 증가함에 따라 I₂ 피크의 위치가 낮은 에너지 쪽으로 이동하는 것은 GaN와 MgAl₂O₄ 기판 사이의 계면에서 열팽창계수 차이에 의하여 발생된 응력이 GaN의 두께가 두꺼워짐에 따라 이완되기 때문이다. Hiramatsu 등¹⁰⁾이 사파이어 기판과 GaN 사이의 열팽창계수 차이를 고려하여 c-축 방향에 분포하는 응력을 계산한 결과에 의하면 사파이어 기판 위에 성장된 GaN의 두께가 200μm 이상에서 응력이 완전하게 이완된다. 응력이 이완된 GaN의 I₂ 발광 피크 에너지는 통상적으로 알려져 있는 I₂의 에너지 3.471eV보다 작은 에너지에서 관찰되고 있다. Teisseyre 등⁹⁾은 벌크 GaN의 I₂ 발광을 3.468eV에서 관찰하였으며, Dingle 등¹¹⁾과 Monemar¹²⁾도 HVPE법으로 성장된 100μm 이상의 두께를 갖는 GaN에서 각각 3.467eV와 3.469eV에서 I₂ 발광을 관찰하였다. 따라서 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 두께가 120μm 이상으로 충분히 두꺼워지면 MgAl₂O₄ 기판과 GaN 사이의 계면에서 발생된 응력이 충분히 이완되어 벌크 GaN와 같은 성질을 갖게 되는 것을 알 수 있다.

한편, 두께가 240μm인 GaN에서 I₂ 피크보다 높은 에너지 쪽에 나타난 3.4732eV과 3.4796eV에서의 피크는 육방

Table 1. Energetic position of the various free and neutral donor bound exciton lines in bulk and bulk-like thick films. (PL; photoluminescence, R; reflectance, PLE; photoluminescence excitation)

Reference	t[μm]	D ₀ X	FX _A	FX _B	FX _C	Method	Temperature
Teisseyre et al. ⁹⁾	bulk	3.4686	3.476	-	-	PL	5K
Dingle et al. ¹¹⁾	>100	3.467	3.474	3.480	3.501	R, PL	2K
Monemar ¹²⁾	>100	3.469	3.4751	3.4815	3.4930	PLE, PL	1.6K
Leroux et al. ¹³⁾	100	3.469	3.472	-	-	R, PL	9K
this work	240	3.468	3.4732	3.4796	(3.4847)	PL	10K

정 GaN에 대하여 보고된 자유여기자 A와 B(FXA와 FXB)의 기저상태의 재결합 발광에 의한 것이다. 응력이 이완된 GaN에 대하여 측정된 각 피크의 에너지 값을 선행 연구자들^{9,11~13)}의 값과 비교하여 표 1에 나타내었다. 표 1에서 알 수 있듯이 MgAl₂O₄ 기판 위에 성장시킨 240 μ m 두께의 GaN에 대하여 측정된 여기자 관련 발광피크의 에너지 값은 선행 연구자들이 제시한 값과 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 그러나 자유여기자 B보다 높은 에너지 쪽에 나타난 약한 신호의 발광은 선행 연구자들^{11,12)}이 보고한 자유여기자 C의 발광 피크 에너지와는 차이가 있다. 자유여기자 C의 발광 피크 위치는 광 반사법과 local density approximation 법에 의하여 측정된 바에 의하면 자유여기자 A의 위치보다 40meV 높은 에너지에 위치하고 있다. 따라서 이 피크는 자유여기자 C에 의한 발광이 아니라 FXA의 첫 번째 여기상태 (n=2)의 재결합에 의한 것으로 여겨진다.¹⁴⁾

그림 4는 두께가 120 μ m인 GaN에 대하여 상온에서 측정된 라만 스펙트럼을 나타낸 것이다. 육방정 대칭구조 (C_{6v})를 갖는 GaN의 라만 모드는 벌크 단결정의 경우 A₁(TO) = 531cm⁻¹, E₁(TO) = 560cm⁻¹, E₂(low energy) = 144cm⁻¹, E₂(high energy) = 568cm⁻¹, A₁(LO) = 735cm⁻¹, E₁(LO) = 742cm⁻¹의 6개 branch가 존재한다.¹⁵⁾ 라만 스펙트럼의 측정 주파수 범위 내에서 A₁(TO), E₁(TO), E₂(high energy), A₁(LO) 및 E₁(LO)의 5개 포논 모드가 나타났다. 이들 중 E₂(high energy)는 결정내에 존재하는 응력 또는 외부에서 인가하는 압력에 대하여 모드 주파수가 변화되며^{10,15)}, A₁(LO)는 불순물의 량에 대하여 모드 주파수가 변화된다.¹⁶⁾

그림 5는 GaN의 두께에 따른 E₂모드의 주파수를 나타낸 것으로서 GaN의 두께가 10 μ m에서 240 μ m로 증가함에 따라 E₂모드의 주파수는 568.28cm⁻¹에서 565.81cm⁻¹로 낮은 주파수 쪽으로 이동하였으며, 그림 6에서와 같이 지수함수적으로 변화되었다. 그러나 GaN의 두께가 증가하여도 E₂모드 피크의 반치폭은 약 6cm⁻¹ 정도로 변화가 없었다. E₂모드의 반치폭은 결정의 품질에 의하여 영향을 받는다. 즉, 결정의 결함은 포논의 산란에 기여하게 됨으로서 포논의 유효파장을 감소시키게 되며, 결정의 결함밀도가 증가함에 따라 포논 모드 피크의 반치폭이 증가하게 된다.¹⁷⁾ 따라

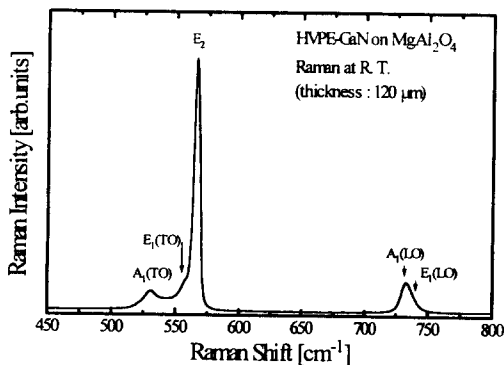


Fig. 4. Raman spectrum of 120 μ m-thick GaN grown on MgAl₂O₄ substrate.

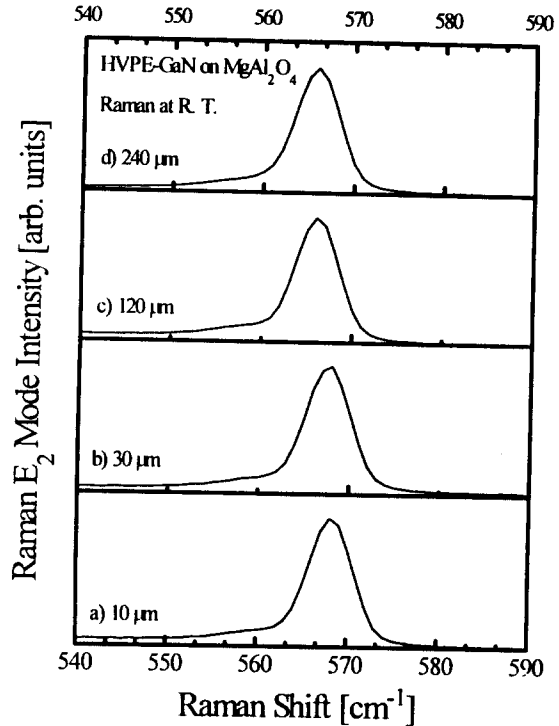


Fig. 5. Raman spectra near the E₂ mode for several GaN thickness.

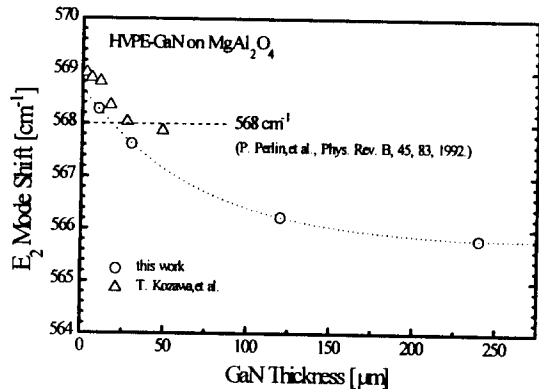


Fig. 6. The relation between the GaN thickness and the phonon frequency of the E₂ mode.

서 그림 5에서 GaN의 두께가 증가하여도 E₂모드의 반치폭이 6cm⁻¹ 정도로 일정한 것은 결정의 품질이 일정하게 유지되고 있음을 의미한다. 한편 포논 모드의 주파수는 결정의 품질과 결정 내부에 존재하는 응력에 의하여 영향을 받는다. 결정의 품질이 나쁜 경우 포논 모드 주파수는 주파수가 증가하는 쪽으로 이동하게 되며, 응력이 이완됨에 따라 점차 주파수가 낮아지는 쪽으로 이동한다. 따라서 그림 5에서 포논 모드의 주파수가 낮은 쪽으로 이동하는 것은 GaN와 기판 사이의 계면에서 발생된 응력의 변화에 의한 것으로 해석할 수 있다. 즉, 포논 모드 주파수의 이동은 결정의 변형에 의하여 나타나게 되며, 벌크 결정의 포논 모드 주파수를 기준으로 할 때 낮은 주파수 쪽으로의 이동은 인장변형에 의하여 나타나며, 높은 에너지 쪽으로의 이동은 압축변형에 의하여 나타나게 된다. 따라서 벌크 GaN에 대한 E₂(high energy) = 568cm⁻¹를 고려하면,¹⁵⁾ MgAl₂O₄

기판 위에 성장한 10 μ m 두께의 GaN은 인장 응력에 의하여 벌크 GaN의 E₂모드에 비하여 큰 주파수를 갖고, 두께가 증가함에 따라 압축 응력에 의하여 벌크 GaN의 E₂모드에 비하여 작은 주파수 쪽으로 이동하게 되며, 어느 이상의 두께에서는 약 566cm⁻¹로 일정한 값을 갖게 됨을 알 수 있다.

두께가 240 μ m인 GaN에 대한 PL 스펙트럼에서 I₂피크의 에너지 값이 응력이 이완된 GaN의 I₂피크 에너지 값과 같게 측정되었으나, E₂모드의 주파수는 응력이 존재하지 않는 벌크 GaN의 E₂모드 주파수에 비하여 약 2cm⁻¹ 정도 작게 나타났다. PL을 통하여 확인한 바와 같이 응력이 이완되면 E₂모드의 주파수가 벌크 GaN의 값과 같게 측정되어야 한다. 그러나, E₂모드의 주파수가 벌크의 E₂모드 주파수에 비하여 작게 나타난 것은 기판으로 사용한 MgAl₂O₄로부터 out-diffusion한 Mg 원자들이 GaN 내에 분포하기 때문이라 여겨진다. 즉 도핑된 원자가 격자원자에 비하여 큰 경우에는 인장 응력이, 작은 경우에는 압축 응력이 발생된다. 따라서 Mg 원자가 Ga 자리를 치환하여 역셉터로 작용한다면, Mg의 원자가 Ga 원자에 비하여 작기 때문에 압축 응력이 발생되며, E₂모드의 주파수는 낮은 주파수 쪽으로 이동할 것이다. 따라서 두께가 240 μ m인 GaN의 E₂모드 주파수가 벌크 GaN의 E₂모드 주파수 568cm⁻¹에 비하여 2cm⁻¹ 정도 작게 나타난 것이 도핑원자에 의하여 발생한 응력이 박막의 두께에 따라 변화되는 E₂모드의 변화에 영향을 미치기 때문이라 여겨진다.

한편, 그림 7은 서로 다른 두께의 GaN에 대하여 측정된 X-선 회절의 (00.4) 면의 회절각으로부터 구하여진 GaN의 격자상수를 고려하여 계산된 응력과 라만 E₂(high energy) 모드 주파수 사이의 관계를 나타낸 것이다. GaN의 응력 σ 는 $\sigma = [(c - c_0)/c_0] \cdot (E/\nu)$ 의 관계로 계산하였다. 여기서 c 는 GaN의 격자상수, c_0 는 응력이 이완된 상태의 격자상수로서 5.815 Å¹⁰ E는 영율(Young's modulus)로서 201GPa,¹⁸⁾ ν 는 Poisson비로서 0.38을¹⁹⁾ 적용하였다. 그림 7의 기울기로부터 GaN의 응력에 따른 E₂모드 주파수의 변화율 $\Delta\omega = 3.93(\text{cm}^{-1}/\text{GPa})$ 이었다. Eremets 등²⁰⁾과 Perlin 등¹⁶⁾은 침상형과 판상형 단결정 GaN은 외부에서 인

가하는 압력 p(GPa)에 대하여 E₂모드 주파수는 각각 $\Delta\omega = 4.42p - 0.051p^2$ 과 $\Delta\omega = 4.17p - 0.0136p^2$ 의 관계가 있음을 보였다. 또한 Kozawa 등¹⁷⁾은 사파이어 기판 위에 1-50 μ m 두께로 성장된 GaN의 열팽창계수 차이에 의한 변형률로부터 $\Delta\omega = 6.2\sigma \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ 의 관계가 있음을 밝혔으며, Rieger 등²¹⁾은 사파이어 기판 위에 0.75 μ m 두께로 성장시킨 GaN의 E₂모드 주파수는 AlN 완충층의 두께에 따라 변화되며 $\Delta\omega = 7.94\sigma \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ 의 관계를 보고하였다. 이와 같은 사실로부터 HVPE법으로 성장시킨 후막 GaN의 응력에 따른 E₂모드 주파수 변화는 박막 GaN의 성질과는 달리 벌크 형태의 단결정 GaN에 대하여 보고된 모드 주파수의 변화와 같은 성질을 갖고 있는 것을 알 수 있다.

4. 결 론

이 연구에서는 HVPE(hydride vapor phase epitaxy)법으로 (111) MgAl₂O₄ 기판 위에 10~240 μ m 두께의 GaN을 성장하고, GaN의 두께에 따른 광학적 성질을 조사하였다. MgAl₂O₄ 기판 위에 성장된 GaN의 PL 특성은 결정성장온도에서 기판으로부터 Mg이 out-diffusion한 후 auto-doping되어 불순물이 첨가된 GaN과 같은 PL 특성을 나타내었다. 10K의 온도에서 측정된 PL 스펙트럼은 자유여기자 A, B 및 A (n=2)와 도너와 역셉터에 속박된 여기자의 재결합 천이 및 불순물과 관련된 도너-역셉터 쌍 사이의 재결합과 이의 1 LO, 2 LO 및 3 LO 포논 복제에 의한 발광으로 구성되었다. 중성 도너에 속박된 여기자 발광 피크 I₂의 에너지와 E₂모드 주파수는 GaN의 두께가 증가함에 따라 지수 함수적으로 감소하였으며, 두께가 240 μ m인 GaN에서는 MgAl₂O₄ 기판과의 응력이 충분하게 이완되어 각각 3.468eV와 566cm⁻¹의 값을 나타내었다. 한편, E₂모드 주파수는 GaN 내의 잔류 응력 σ (GPa)에 대하여 $\Delta\omega = 3.93\sigma(\text{cm}^{-1}/\text{GPa})$ 의 관계로 변화하였다.

감사의 글

이 연구를 수행하는데 있어 PL을 측정하여 주신 LG중합기술원의 김배용 박사와 Raman 측정에 도움을 주신 한국과학기술원의 박해용 교수님과 이철군에게 감사드립니다.

참고 문헌

1. S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, Appl. Phys. Lett, **64**, 1687, 1994.
2. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M Sano, and K. Chocho, Proc. 2nd ICNS, S-1, 1997.
3. A. Kuramata, K. Horino, K. Domen, K. Shinohara, and T. Tanahashi, Appl. Phys. Lett, **67**, 2521, 1995.
4. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto, Appl. Phys. Lett, **68**, 3269, 1996.

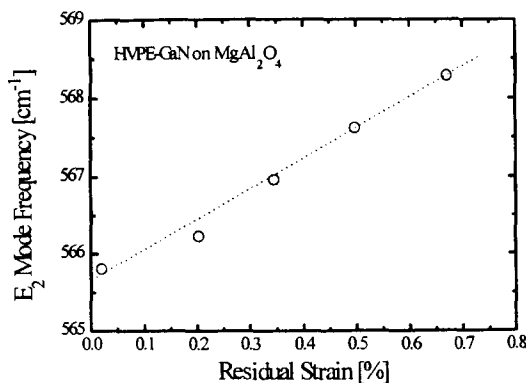


Fig. 7. Dependence of the E₂ Raman mode versus residual strain in the epilayer. The residual strain is determined from lattice constant of c-axis.

5. 김선태, 문동찬, 홍창희, 한국재료학회지, **6**, 457, 1996.
6. R. Dingle and M. Ilegems, Solid State Commun, **9**, 175, 1971.
7. L. Eeckey, J.C. Holst, P. Maxim, R. Heitz, A. Hoffman, I. Broser, B. K. Meyer, C. Wetzel, E.N. Mokhov, and P.G. Baranov, Appl. Phys. Lett, **68**, 415, 1996.
8. G.D. Chen, M. Smith, J.Y. Lin, H.X. Jiang, A. Salvador, B.N. Sverdlov, A. Botchkarev, and H. Morkoc, J. Appl. Phys, **79**, 2675, 1996.
9. H. Tesseyre, M. Ileszczynski, T. Suski, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski, K. Pakura, J.L. Robert, B. Beaumont, P. Gibart, M. Vaille, and J.P. Faurie, Semicond. Sci. Technol, **12**, 240, 1997.
10. K. Hiramatsu, T. Detchprohm, and I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys, **32**, 1528, 1993.
11. R. Dingle, D.D. Sell, S.E. Stokowski, and M. Ilegems, Phys. Rev. B, **4**, 1211, 1971.
12. B. Monemar, Phys. Rev. B, **10**, 676, 1974.
13. M. Leroux, B. Beaumont, N. Grandjean, C. Golivet, P. Gilbert, J. Massies, J. Leymarie, A. Vasson, A. M. Vasson, Mater. Sci. Eng. B, **43**, 237, 1997.
14. M. Smith, G.D. Chen, J.Z. Li, H.X. Jiang, A. Salvador, W.K. Kim, O. Akatas, A. Botchkarev, H. Morkoc, Appl. Phys. Lett, **67**, 3387, 1995.
15. P. Perlin, C.J. Carillon, J.P. Itie, A.S. Miguel, I. Grzegory, and A. Polian, Phys. Rev. B, **45**, 83, 1992.
16. G. Popovici, G.Y. Xu, A. Botchkarev, W. Kim, H. Tang, A. Salvador, H. Morkok, R. Strange, and J.O. White, J. Appl. Phys. **82**, 4020, 1997.
17. T. Kozawa, T. Kachi, H. Kano, Y. Taga, M. Hashimoto, N. Koide, K. Manabe, J. Appl. Phys, **75**, 1096, 1994.
18. K. Kim, W.R.L. Lambrecht, and B. Segall, Phys. Rev. B, **50**, 1502, 1994.
19. T. Detchprohm, K. Hiramatsu, K. Itho, and I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L1454, 1992.
20. M.I. Eremets, V.V. Struzhkin, A.M. Shirokov, J. Jun, I. Grzegory, and P. Perlin, Acta Physica Pol. **A75**, 875, 1989.
21. W. Reiger, T. Metzger, H. Angerer, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, Appl. Phys. Lett. **68**, 970, 1996.