

특 집

양자점 원적외선 수광소자 전망

이욱현*, 강응훈*, 엄준호*, 홍성철*, 최원준**, 이동한**, 김문덕****, 노삼규****, 이정일**

*KAIST 전기전자과, **KIST 연구원, ***충남대학교 물리학과, ****KRISS 연구원

I. 서 론

모든 물체는 자신의 온도에 따라 전자기파를 방출(emission)하고, 온도가 높아질수록 짧은 파장의 빛을 더 많이 방출한다. 사람을 포함해서 우리가 일상 생활에서 접하는 대부분의 대상들의 온도는 실온(~ 300 K) 근처로, 이러한 대상들은 우리의 눈으로는 볼 수 없는 파장인 약 $10 \mu\text{m}$ 근처의 원적외선 (far infrared: IR)을 방출한다. 그리고 온도가 수백에서 수천도 정도인 물체들은 파장이 $4 \mu\text{m}$ 근처의 중적외선 (mid-IR)을 많이 방출한다. 눈에 보이지 않는 이러한 적외선들을 감지하는 기술은 군사용 의료용 산업용 등 여러 분야에 쓰일 수 있어 매우 중요하다. 예로서, 한밤중에도 수 km 떨어진 곳의 사람을 인식할 수 있을 뿐만 아니라, 사람이 내는 원적외선을 신체부위에 따라 분석해서 암이나 골절 등을 진단할 수 있고, 상품의 상태나 결함 등도 검사할 수 있다.

파장이 약 $3\sim 12 \mu\text{m}$ 의 적외선을 감지하기 위해 최근 QDIP(quantum dot infrared photodetector)가 큰 관심을 끌고 있고, 세계적으로도 많은 연구가 진행되고 있다^[1,2]. QDIP/QWIP(quantum well infrared photodetector)란 반도체 양자점/양자우물(QD/QW)을 흡수매질로 이용하는 적외선 감지기(detector)로서, 적외선을 흡수하기 위해 전자나 홀의 같은 밴드내의 천이(intraband transition)를 이용하여 동작한다. QD/QW 내의 전자나 홀이 적외선을 흡수하여 여기(excitation)되고, 이때 외부에서 걸

어준 전압 (bias voltage)에 의해 광 전류(photo-current: PC)를 만들어 낸다.

QDIP는 기존에 연구 개발되어 이미 사용하고 있는 MCT(HgCdTe)나 QWIP에 비해 많은 장점을 가질 것으로 예상된다. 가장 대표적인 예가 실온 동작 가능성과 시료의 표면에 수직으로 입사되는 IR에 잘 반응한다는 점이다^[1,2]. 이미 상용중인 QWIP나 MCT는 77 K 이하에서만 동작하므로, 저온장치를 반드시 동반해야 하는 단점이 있다^[3].

QDIP/QWIP가 IR을 흡수해서 감지하기 위해서는 QD/QW내에 전자나 홀이 있어야만 하는데, 시료의 온도가 올라감에 따라 QD/QW 내의 전자나 홀은 열적으로 QD/QW 밖으로 빠져 나간다. 이러한 현상을 thermal activation이라 하며, 이것 때문에 시료의 온도가 올라갈수록 detector의 성능은 떨어진다. Thermal activation은 주로 LO phonon과의 scattering에 의해 일어나는데, LO phonon의 에너지는 수십 meV로 (GaAs의 경우 35 meV) 잘 정해져 있으므로, 불연속적인 DOS(density of state)를 갖는 QD에서보다 연속적인 DOS를 갖는 QW에서 더 잘 일어나리라 예상할 수 있다. 그래서, QDIP가 QWIP에 비해 실온 동작 가능성이 클 것으로 기대된다^[1].

Single detector도 중요하지만, thermal image를 만드는 데는 array detector가 더 용이하다. 이때 IR은 시료의 표면에 수직 입사시키는 것(normal incident)이 용이한데, QWIP의 경우 시료의 표면에 수직으로 입사되는 IR에 반응하지 않기 때문에^[4], QWIP의 표면에 grating

이나 random scatter 등을 만드는 별도의 공정 (process)을 더 해야만 한다^[5]. 이에 비해 공간 상의 세 방향 모두 carrier를 confine하는 QD는 시료의 표면에 수직으로 입사되는 IR에 잘 반응하리라 예상된다^[2].

연구의 초기단계이지만 아직까지는 QDIP가 QWIP에 비해 크게 만족스럽지 못한 상태이다. 이에 우리는 detector의 성능을 평가하는데 사용되는 responsivity나 detectivity 뿐만 아니라 photoconductive gain, 양자효율 (quantum efficiency), noise current 등에 대해서 QDIP와 QWIP에서의 비교를 통해 QDIP의 전망과 나아갈 방향에 대해 알아보려 한다.

II. 기본 개념

QDIP/QWIP의 성능을 평가하는 대표적인 두 값이 responsivity와 detectivity인데, responsivity는 단위가 ampere/watt로서, 단위 optical input당 electrical output을 의미한다. 즉, detector가 같은 세기의 IR에 대해 얼마나 큰 출력신호 (photocurrent)를 내는지를 나타낸다. Responsivity R은 식 $[R = G\eta(e/h\nu)]$ 과 같이 표현되는데, 여기서 G는 photoconductive gain, η 는 양자 효율, e는 전자의 전하량, h는 플랑크 상수, ν 는 측정하는 IR의 주파수를 의미한다. R은 주어진 IR에 대해 G와 η 의 곱에 비례한다.

Photoconductive gain G는 식 $[G = \text{lifetime/transit time}]$ 으로 표현되는데, 여기서 lifetime은 mobile carrier의 lifetime을 의미하고 transit time은 mobile carrier가 device의 한쪽 끝에서 다른 한 끝까지 지나가는 데 걸리는 시간이다. Photoconductive gain은 IR을 흡수해서 생긴 한 개의 mobile carrier가 몇 개의 역할을 하는지를 뜻한다. QDIP의 경우가 QWIP에 비해 mobile carrier의 lifetime이 더 길어서 photoconductive gain이 더 클 것

이라고 예상된다^[6].

양자효율은 식 $[(1-r) * (1-\exp(-\alpha*d)) * (\zeta)]$ 으로 세 개의 항의 곱으로 표현되는데, r은 시료 표면에 IR의 반사율로 첫번째 항 (1-r)은 IR이 시료의 표면을 통과할 확률을 뜻하고, α 는 흡수계수, d는 실제로 IR을 흡수하는 시료의 두께로 두 번째 항 $(1-\exp(-\alpha*d))$ 는 시료가 IR을 흡수할 확률, ζ 는 IR을 흡수해서 생긴 carrier가 photocurrent에 기여할 확률을 의미한다.

Detectivity는 normalized SNR (signal to noise ratio)을 뜻하며, 출력신호의 크기뿐만 아니라 SNR까지 고려한 값이다. 실제 detector를 만들 경우 출력신호의 절대 크기보다는 SNR이 더 의미가 있으므로, R보다는 D^* 가 더 중요하다. 출력신호가 크더라도 noisy하면 실제 응용에는 힘들기 때문이다. Detectivity D^* 는 단위가 $\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 로, 식 $[D^* = R A_d^{1/2}/(i_n/\Delta f^{1/2})]$ 로 표현되는데, 여기서 R은 responsivity, A_d 는 detector 면적, i_n 은 noise current, Δf 는 측정시의 bandwidth를 각각 의미한다. D^* 는 R에 비례하고, i_n 에 반비례한다. 따라서 D^* 를 높이기 위해서는 R을 크게 하는 것만큼 i_n 을 작게 하는 것도 중요하다.

Noise에는 photon noise, 1/f noise, Johnson noise (thermal noise), g-r (generation-recombination) noise 등이 있다. 간략히 설명하면, photon noise는 photon flux의 fluctuation에 의해 생기고, 1/f noise는 측정시의 modulation frequency에 반비례한다. Johnson noise는 시료의 온도에 따른 mobile carrier의 속도 fluctuation 때문에 생긴다. 그래서 thermal noise라고도 하고, Johnson noise current는 식 $[(4k_B T)/(\Delta f R_d)]^{1/2}$ 으로 표현된다. 여기서, k_B 는 볼츠만 상수, T는 온도이고, Δf 는 측정 bandwidth, R_d 는 differential resistance를 각각 의미한다.

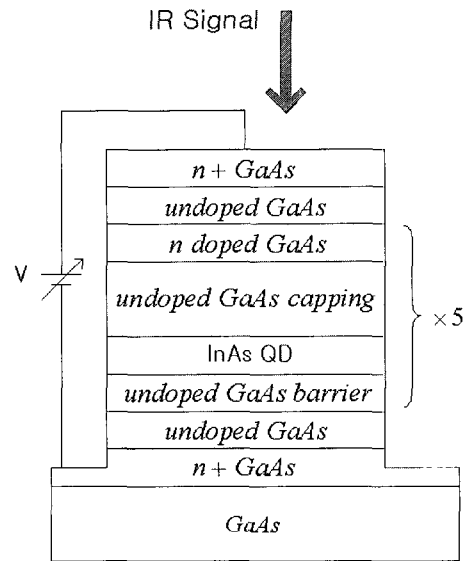
QD/QW 내의 carrier가 QD/QW 밖으로 빠져 나오는 것을 generation이라 하고, 반대로 mobile carrier가 QD/QW 안으로 들어가는 것을 recombination이라 한다. g-r(genera-

tion-recombination) noise는 이러한 generation과 recombination이 무작위적으로 일어나기 때문에 mobile carrier 개수의 fluctuation 때문에 생긴다. 이러한 g-r noise가 QDIP나 QWIP에서 가장 큰 noise source이다. g-r noise current는 식 $[(4 e g \Delta f I_{\text{dark}})^{1/2}]$ 으로 표현된다^[6]. 여기서, e는 전자의 전하량, g는 noise gain, I_{dark} 은 dark current를 각각 의미한다. g-r noise가 dark current에 비례함을 알 수 있다. 대부분의 경우 noise gain g는 photoconductive gain G와 같다고 볼 수 있어서, 이 식을 이용해서 photoconductive gain G를 간접적으로 구할 수 있다^[6].

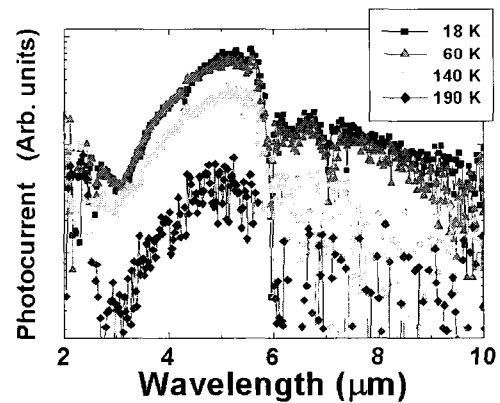
III. 실험 및 분석 I (R, D*)

〈그림 1〉은 실제 실험에 사용된 n-type QDIP의 구조를 보여준다. 흡수매질은 5 주기의 InAs/GaAs 양자점이고, IR을 흡수할 전자를 양자점 내에 공급하기 위해 양자점 층 위쪽에 modulation doping(Si : $n = 5E17/cm^3$) 하였다. 전극용으로 n^+ GaAs contact layer가 아래위로 5000 Å 씩 길러졌다. Doping 하는 위치를 QD 위쪽, 아래쪽, QD 내에 직접해 보았고, doping density도 바꾸어 본 여러 시료가 있었는데, 이 시료가 대표적인 시료이다. 양자점 층 사이의 간격이 너무 좁으면 carrier tunneling이 쉬워져서 dark current와 noise current가 증가하고, 양자점 층 사이의 간격이 너무 두꺼우면 mobile carrier의 transit time이 증가하므로 photoconductive gain이 줄어들어 detector의 성능을 저하시킬 것이다. 그래서, 양자점 층 사이의 간격은 양자점 층 사이의 carrier tunneling을 무시할 수 있을 정도로 400 Å 정도로 하였다.

시료는 MBE(molecular beam epitaxy)로 길러졌고 양자점은 양자점인 InAs와 배리어인 GaAs 사이의 격자 상수(lattice constant) 차



〈그림 1〉 n-type 5 주기 InAs/GaAs QDIP의 구조



〈그림 2〉 QDIP로부터 측정된 온도에 따른 PC spectra

에 의해 생기는 strain($\sim 7.2\%$) 때문에, 양자점이 자연적으로 형성되는 방법(self-assembled; Stranski-Krastanov mode)으로 길러졌다. 단면 TEM(transmission electron microscopy)과 photoluminescence (PL) 측정을 통해 양자점이 5 주기 모두 잘 길러졌음을 확인하였다. 기본 리소(lithography) 공정을 통해 직경 450 μm의 mesa를 형성한 후 AuGe/Ni/Au 전극용 금속을 mesa 위아래에 증착해서 device를 제작하였다.

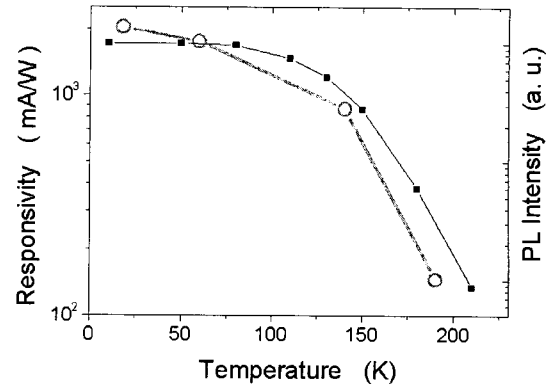
〈그림 2〉는 온도에 따라 측정된 photocurrent

(PC) spectra이다. 이 측정을 위해 SiC IR source, monochromator, lock-in, longpass filter, preamp, cryostat 등이 사용됐고, 파장에 따른 responsivity가 잘 알려져 있는 표준 MCT detector를 이용하여 측정 시스템 자체의 파장 의존도를 보정하였다. 18 K에서 QDIP의 response가 약 $2\sim 10\ \mu\text{m}$ 에 걸쳐 있고, 약 $5\ \mu\text{m}$ 에 peak이 있다. PC가 약 $6\ \mu\text{m}$ 이후에서 갑자기 감소하는데 이것은 대기에 의한 흡수 때문인 것 같다. 약 $6\sim 8\ \mu\text{m}$ 대역은 대기창(atmospheric window)이 아니다. 이 대역의 파장을 갖는 IR은 대기에 의한 흡수가 강해서 멀리 진행할 수 없다. 반대로 $3\sim 5$, $8\sim 14\ \mu\text{m}$ 대역은 대기창으로서, 이 파장 대역의 IR들은 대기중에서 아주 멀리 (수십 km)까지 갈 수 있다.

측정결과 peak에서의 responsivity는 bias voltage가 1.1 V일 때 약 2040 mA/W로 매우 큰 IR 반응을 보였다. 이 값은 문헌상의 QDIP나 QWIP(보통 수십 mA/W)와 비교해 보아도 제법 큰 것이다^[7]. 나중에 설명하겠지만 이 이유는 photoconductive gain이 크기 때문이었다. 측정 시에 IR은 시료의 위쪽에 수직 입사(normal incident) 되었는데 이러한 IR에 잘 반응하는 것으로 보아 QWIP와는 달리 QDIP는 수직 입사광에도 잘 반응함을 확인할 수 있었다.

보통의 InAs/GaAs QD는 base 길이가 300 Å 정도의 크기인데, 단면 TEM 측정을 통해서 알아낸 우리의 QD의 base 길이는 200 Å 이하로 작음을 알 수 있었다. 저온 PL peak($\sim 1010\ \text{nm}$)이 보통의 InAs/GaAs QD($\sim 1060\ \text{nm}$)보다 높은 에너지쪽에 있었고, micro-PL 측정으로 여기세기를 $10\ \text{kW}/\text{cm}^2$ 보다 크게 하여도 여기 상태에 의한 PL을 볼 수 없었다. 이러한 측정 결과들로부터 우리의 QD는 크기가 작아서 바닥상태(ground state)의 에너지가 크고, 여기 상태가 없음을 알 수 있었다. 따라서, 우리의 QDIP 시료에서의 IR 반응은 QD 내의 전자의 바닥상태와 continuum 상태 사이의 transition에 의한 것으로 생각된다.

<그림 3>은 QDIP에 대한 responsivity와

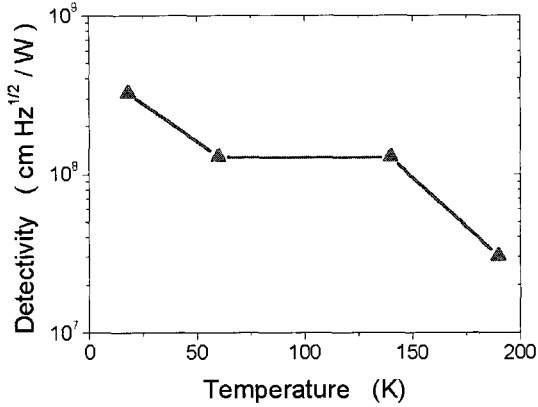


<그림 3> QDIP에 대해 온도에 따라 측정한 responsivity (circle)와 PL 세기 (square)

PL 세기의 온도에 따른 변화를 보여준다. Responsivity는 저온에서 백 수십 K까지 유지되다가 그 이상의 온도에서는 좀더 급격히 감소하여 약 200 K까지 측정되었다. 하지만, 온도가 18 K에서 거의 200 K까지 바뀌어도 responsivity는 약 10배 정도밖에 바뀌지 않았다. 이처럼 민감하지 않은 responsivity의 온도 의존도를 실험에 사용된 여러 QDIP 시료들에서도 볼 수 있었다. QDIP에서 responsivity의 이러한 온도 의존도는 QDIP의 실온 동작 가능성이 높음을 보여준다. QWIP의 경우는 responsivity가 77 K 이하에서도 온도가 증가함에 따라 급격히 줄어들어서 77 K 이상에서는 거의 반응하지 않는다^[8].

QD나 QW에서 thermal activation 효과는 온도에 따른 PL 세기의 감소에 가장 직접적인 원인이 된다고 잘 알려져 있다. 우리 QDIP에 대해 thermal activation 정도를 알아보기 위해 PL 세기의 온도 의존도를 측정하였다. <그림 3>에서 보듯이 PL 세기와 responsivity의 온도 의존도가 비슷한 경향임을 알 수 있다. QDIP의 경우 백 수십 K까지는 thermal activation이 미약함을 알 수 있다.

Thermal activation 효과는 PC나 PL spectrum 모양의 온도에 따른 변화와도 관련된다. <그림 2>에서 온도가 올라감에 따라 장파장쪽 PC 세기가 단 파장쪽에 비해 상대적으로 빨리 사라지는 것을 볼 수 있다. QD ensemble 중 상



〈그림 4〉 QDIP의 온도에 따른 detectivity

대적으로 작은 QD는 confinement energy가 크므로 QD의 바닥상태와 GaAs barrier edge 사이의 에너지 차이가 작다. 이 에너지 차이가 작을수록 PC peak 파장은 길어지고 thermal activation은 용이해지므로, 온도가 올라감에 따라 장파장쪽 PC 세기가 단 파장쪽에 비해 상대적으로 빨리 사라지는 것이다. 이러한 이유로 같은 조건에서 far IR detector의 성능이 mid IR detector보다 떨어진다. Thermal activation 효과는 PL spectrum 모양의 온도 의존도와도 관련된다. PC는 intraband transition인데 비해 PL은 interband transition에 의한 것이므로, PL의 경우에는 온도가 올라감에 따라 높은 에너지쪽 PL이 더 빨리 사라진다.

〈그림 4〉는 QDIP의 온도에 따른 detectivity를 보여준다. 온도가 18K에서 200K로 바뀌어도 detectivity의 변화가 거의 10배 밖에 나지 않았다. 이렇게 민감하지 않은 detectivity의 온도 의존도 역시 QDIP의 실온 동작 가능성을 뒷받침해 준다. 하지만, 18K에서 충분히 큰 responsivity에 비해, D*가 ~2E8으로 QWIP(보통 1E10)에 비해 작은 편이다. 주된 원인은 noise current가 크기 때문이며, 이를 줄이기 위한 구조를 필요로 한다. Noise current의 주된 요인이 dark current에 비례하는 g-r noise이므로, dark current를 줄이는 구조가 필요하다. 대표적인 예가 AlGaAs 같은 additional barrier

를 넣어 dark current를 줄이는 방법이다^[1]. 참고로, QDIP의 주기수를 늘려도 dark current를 줄이는데 도움이 될 것이다.

결론적으로 말해서, detector가 좋고 나쁨을 평가하는데 사용되는 값은 R과 D*인데, QWIP에서는 R과 D*가 매우 민감한 온도 의존도를 갖아서 77K 이상에서는 아예 동작하지 않는다. 반면에, QDIP에서는 약 10K에서 200 K까지 바뀌어도 R과 D* 모두 거의 10배 정도밖에 바뀌지 않았다. 이렇게 민감하지 않은 R과 D*의 온도 의존도는 QDIP가 실온근처에서도 동작 가능할 것임을 충분히 짐작케 한다. 단, QDIP에서 responsivity는 ~A/W로 충분이 컸지만, 반면에 D*는 ~2E8으로 QWIP에 비해 작았다. 이것은 noise current가 크기 때문이다. 실제 응용에 있어서는 R보다는 D*가 더 중요함으로, noise current를 줄여서 D*를 크게 하는 것이 가장 시급하다고 생각된다.

IV. 실험 및 분석 II (photoconductive gain, 양자효율, noise current)

Detector를 평가하는 중요한 값인 R과 D*에 대해 살펴 보았다. 여기서는 R과, D*를 구성하는 인자 (factor)인 photoconductive gain, 양자효율, noise current에 대하여 살펴 보려 한다. 앞에서 사용한 식 $[R = (G * \eta) (e/h\nu)]$ 에서 R과 ν 는 알 수 있으므로, photoconductive gain과 양자효율의 곱 $G * \eta$ 는 쉽게 알 수 있다. 만약 둘 중 하나를 안다면 또 다른 하나도 알 수 있다. 하지만, photoconductive gain이나 양자효율 모두 각각 직접 구하기는 쉽지 않다. 이에 우리는 식 $[G = (1/4e) * (i_{n, g-r}^2 / \Delta f / I_{dark})]$ 를 이용해서 photoconductive gain을 간접적으로 먼저 알아낸 후, 양자효율을 구해 보았다^[6]. 식에서 I_{dark} 은 dark current를, Δf 는 측정 bandwidth를 의미한다.

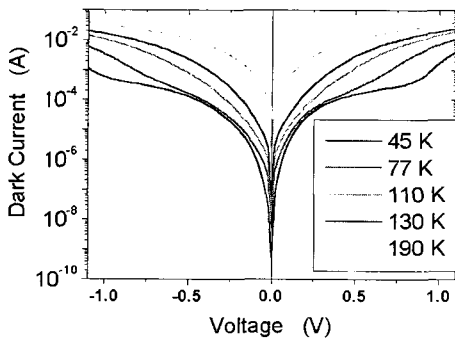
중요한 것은 $i_{n, g-r}$ 은 g-r noise current만을

의미하므로, 측정에 의해 얻어진 총 noise current 에서 photon noise, 1/f noise, Johnson noise 등을 제거해야만 한다. Photon noise current 는 측정 시 detector를 dark 상태로 하면 거의 무시할 수 있다. 1/f noise current는 측정시의 modulation frequency에 반비례하므로, 충분히 큰 modulation frequency를 사용해서 측정 하면 1/f noise도 무시할 수 있다. Johnson noise current는 식 $[(4k_B T / (\Delta f R_d))^{1/2}]$ 로 표현되는데, 여기서 k_B 는 볼츠만 상수, T 는 온도 이고, R_d 는 differential resistance를 각각 의미한다. Dark current를 측정하면 differential resistance R_d 를 계산할 수 있으므로, Johnson noise는 쉽게 구할 수 있다.

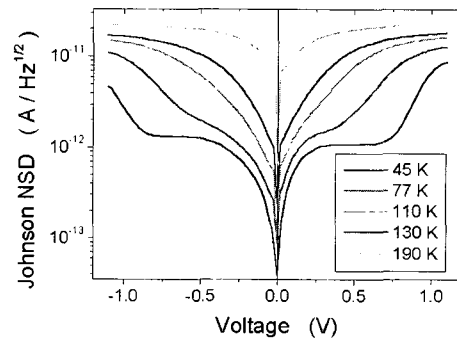
Photoconductive gain을 구하기 위해 측정 한 dark current와 noise current data가 <그림 5>와 <그림 6>에 각각 나타난다. Dark current는 dark 상태에서 semiconductor para-

meter analyzer (4145B)를 이용했고, noise current도 dark 상태에서 측정했고 1/f noise 를 무시하기 위해 충분히 큰 주파수(5kHz)에서 lock-in을 사용해서 측정했다. Lock-in으로부터 얻어진 값은 noise current i_n (단위 ; A) 대신 noise spectral density $i_n/\Delta f^{1/2}$ (단위 ; A/Hz^{1/2})였다. Dark current data와 식 $[(4k_B T/R_d)^{1/2}]$ 를 이용해서 구한 Johnson noise spectral density를 <그림 7>에 나타냈다. Johnson noise는 <그림 6>의 total noise spectral density에 비해 무시할 수 있을 정도로 아주 작았다. 따라서 측정된 total noise를 g-r noise로 볼 수 있다.

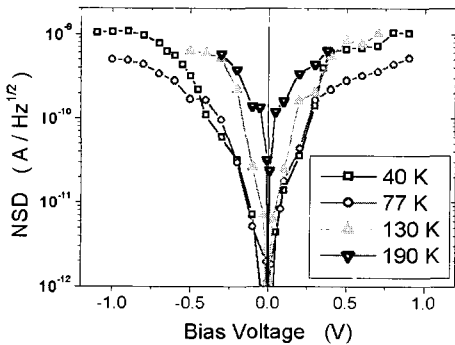
<그림 5>와 <그림 6>의 data를 이용해서 QDIP 의 온도와 bias voltage에 따라 photoconductive gain을 구하였다(<그림 8>). 대체적으로 온도가 낮을수록 bias가 클수록 photoconductive



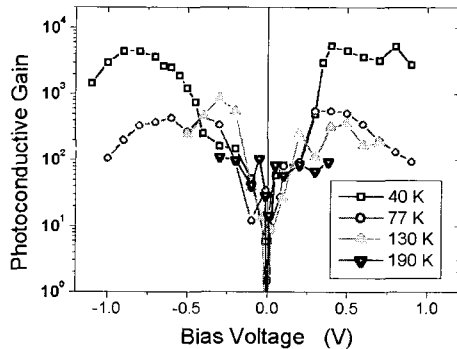
<그림 5> QDIP의 온도에 따른 dark current



<그림 7> QDIP의 온도에 따른 Johnson noise spectral density



<그림 6> QDIP의 온도에 따른 noise spectral density



<그림 8> QDIP의 온도에 따른 photoconductive gain

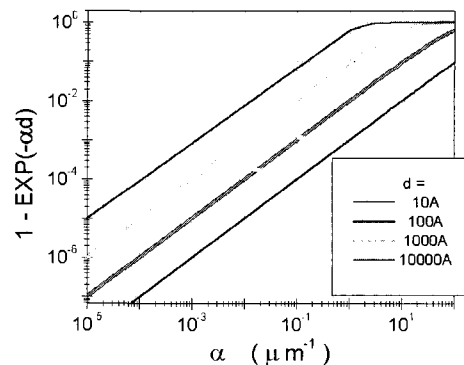
gain이 커지는 것을 볼 수 있다. 이러한 경향은 식 $[G = \text{lifetime}/\text{transit time}]$ 으로부터 이해할 수 있다. 한 온도에서 photoconductive gain은 bias가 커질수록 처음에는 증가하다가 saturation되고 나중에는 감소함을 볼 수 있다. Low bias 영역에서는 bias가 커질수록 mobile carrier의 drift velocity가 빨라져서 transit time이 짧아지기 때문에, photoconductive gain은 bias에 따라 증가한다. High bias 영역에서는 bias가 증가할수록 mobile carrier의 scattering rate이 증가함에 따라 lifetime이 짧아지기 때문에, photoconductive gain은 bias에 따라 다시 감소한다. 시료의 온도가 높아지면서 photoconductive gain이 작아지는 것은 온도가 올라감에 따라 mobility가 감소해서 transit time이 증가하는 것으로 이해할 수 있다.

Photoconductive gain값을 정량적으로 살펴보면, 40 K, 0.9 V에서 2700으로 매우 컸다. 일반적으로 QWIP에서 PC gain은 10을 넘기 어렵다는 것을 고려할 때 아주 큰 값이다^[8]. 이러한 결과는 이미 예상되었었는데 실험적으로 확인한 셈이다. QDIP에서의 photoconductive gain이 QWIP에서 보다 큰 이유는 mobile carrier의 lifetime이 QWIP에서 보다 QDIP에서 더 길기 때문이다. Photoconductive gain에 대한 또 다른 표현으로, mobile carrier의 capture probability와 관련된 식이 있다^[9]. Photoconductive gain은 mobile carrier의 capture probability에 반비례한다. Mobile carrier의 capture probability가 작을수록 mobile carrier의 lifetime이 길 것이므로, photoconductive gain에 대한 두 개념은 일맥상통한다. QD는 QW에 비해 표면 coverage가 작기 때문에, mobile carrier의 capture probability는 QWIP에서 보다 QDIP에서 훨씬 작다고 이해할 수 있다. S-K 방법으로 성장된 양자점의 경우 양자점과 배리어 사이에 shallow barrier가 생기므로, QDIP에서 mobile carrier의 capture probability는 더욱 작을 것이다.

결과적으로 photoconductive gain은 예상대

로 QWIP에서보다 QDIP에서 훨씬 큼을 알 수 있었다. 반면에, 우리의 QDIP에서 식 $[\eta = (R/G) * (h\nu/e)]$ 을 통해 구한 40 K에서 0.9 V일 때 $5 \mu\text{m}$ 에서의 양자효율은 약 0.01% ($1\text{E}-4$) 정도로, 보통의 QWIP의 경우 양자효율이 수십 % 정도인 것을 고려할 때 아주 낮았다^[10].

양자효율은 식 $[(1-r) * (1-\exp(-\alpha*d)) * (\zeta)]$ 으로 표현되고, 흡수계수 α 를 포함한다. 우리의 QDIP 시료의 경우 흡수계수 α 를 대략 어렵해 보였다. <그림 9>에서 수평 축은 단위가 μm^{-1} 로 흡수계수 α 를, 수직 축은 $(1-\exp(-\alpha*d))$ 를 각각 나타내고, 각각의 graph는 IR 흡수 두께인 d 값이 다를 때를 나타낸다. 양자효율 $[(1-r) * (1-\exp(-\alpha*d)) * (\zeta)]$ 이 $\sim 1\text{E}-4$ (0.01%) 정도이고, $[(1-r) * (\zeta)]$ 이 약 0.1 정도라면, $(1-\exp(-\alpha*d))$ 는 $\sim 1\text{E}-3$ 정도일 것이다. 양자점의 높이가 대략 50 \AA 으로 5 주기이므로 IR 흡수 두께 d 는 $\sim 250 \text{ \AA}$ 정도로 예상할 수 있는데, 양자점은 coverage가 작으므로 IR을 흡수하는 유효 두께를 100 \AA 이하로 보는 것이 옳을 수도 있을 것 같다. 이것들을 종합해 보면 흡수계수 α 는 약 $0.1 \sim 0.01 \mu\text{m}^{-1}$ 정도로 예상된다. 일반적으로 III-V족 반도체에서 흡수계수는 interband transition의 경우 1 정도, intraband transition의 경우는 0.1 정도 갖는 것으로 알려져 있다.



<그림 9> QDIP의 흡수계수를 어렵하기 위해서 흡수두께 d 에 따라 계산한 $1-\exp(-\alpha*d)$. QDIP에서의 흡수계수는 약 $0.1 \sim 0.01 \mu\text{m}^{-1}$ 정도로 예상된다.

QDIP의 흡수계수가 QWIP에서와 비슷하므로, QDIP에서 양자효율이 낮은 이유는 흡수계수 자체보다는 흡수 두께가 작기 때문인 것 같다. 우리의 QDIP에서 흡수 두께는 약 250 Å인데, 보통의 QWIP의 경우 흡수 두께는 1000 Å 이상이다. 따라서, 양자효율을 높이기 위해 QDIP의 주기 수를 더 늘려야 할 필요가 있겠다. 물론 주기 수가 늘어나면 mobile carrier의 transit time이 늘어나므로 photoconductive gain은 줄어들 것이다. 하지만, photoconductive gain과 관련된 transit time은 QDIP의 주기 수에 반비례하지만, 양자효율은 QDIP의 주기 수 즉, 흡수 두께 d 에 exponential하게 관련되므로, QDIP의 주기 수를 늘리는 것이 바람직하다고 생각된다. 뿐만 아니라, QDIP의 주기수를 늘리면 dark current가 줄어서, dark current에 비례하는 $g-r$ noise가 줄어들기 때문에 D^* 가 증가할 것이므로, QDIP의 주기 수를 늘리는 것이 바람직하다고 생각된다.

V. 요약

실제 실험에 사용한 대표적인 InAs/GaAs QDIP에 대해서 detector를 평가하는데 사용하는 responsivity, D^* 뿐만 아니라 이 두 값을 좌우하는 photoconductive gain, 양자효율, noise current에 대해 정량적으로 살펴보고, QWIP와 비교해 보았다. 우선, 가장 중요한 것은 QDIP의 온도가 약 10 K에서 거의 200 K까지 올라가도, responsivity와 D^* 모두 온도에 따라 민감하게 감소하지 않는다는 사실이다(거의 10배 정도만 감소했음). 이러한 측정결과는 QDIP의 가장 큰 장점인 실온 동작 가능성이 아주 높음을 확인시켜 준다. 참고로, 이미 사용되고 있는 QWIP나 MCT detector는 낮은 온도 영역에서도 온도가 증가함에 따라 responsivity와 D^* 가 민감하게 감소해서 77 K 이상에서는 동작하지 않는다. 두 번째로, QWIP는 시료의 표면에 수직 입사되는

IR에 반응하지 않는데, QDIP는 시료의 표면에 수직 입사되는 IR에도 잘 반응함을 확인하였다. 이러한 두 가지 특성은 QDIP가 가질 것이라고 예상되던 QDIP의 가장 큰 장점으로, QDIP가 mid IR이나 far IR detector로서의 전망이 아주 밝음을 보여준다.

저온에서 QDIP의 responsivity는 수 A/W로, 보통의 QWIP의 responsivity가 수십 mA/W인 것을 고려할 때, 충분히 큰 값이었다. QDIP의 responsivity가 이렇게 큰 이유는 photoconductive gain이 1000 이상으로 매우 컸기 때문이었다. 반면에, 양자효율은 0.01% 이하로 아주 작았는데, 이것은 흡수 계수 자체보다는 흡수 두께가 작기 때문인 것 같고, 따라서 QDIP의 주기 수를 늘릴 필요가 있음을 알았다.

Detector를 평가하는데 가장 중요한 것은 responsivity보다는 D^* 인데, photoconductive gain과 양자효율의 곱에 비례하는 responsivity는 $\sim A/W$ 로 충분히 컸지만, 반면에 D^* 는 $\sim 2 E8$ 으로 QWIP에 비해 작았다. 이것은 noise current가 컸기 때문이며 이를 줄이는 것이 중요하다. Noise current의 주된 요인이 dark current에 비례하는 $g-r$ noise이므로, dark current를 줄이는 구조가 필요하다. 대표적인 예가 AlGaAs 같은 additional barrier를 넣어 dark current를 줄이는 방법이다. QDIP의 주기 수를 늘리는 것도 dark current를 줄이는 데 도움이 될 것이다.

참고 문헌

- [1] Shiang-Feng Tang, Shih-Yen Lin, and Si-Chen Lee, "Near-room-temperature operation of an InAs/GaAs quantum-dot infrared photodetector", Appl. Phys. Lett. 78, 2428 (2001).
- [2] E. Finkman et al, "Polarized front-illumination response in intraband quantum dot infrared photodetectors

- at 77 K”, *Phys. Rev. B* 63, 45323 (2001).
- [3] S. D. Gunapala et al, “Dependence of the performance of GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors on doping and bias”, *J. Appl. Phys.* 69, 6517 (1991).
- [4] H. C. Liu, M. Buchanan, and Z. R. Wasilewski, “How good is the polarization selection rule for intersubband transitions?”, *Appl. Phys. Lett.* 72, 1682 (1998).
- [5] Y. Fu et al, “Optical coupling in quantum well infrared photodetector by diffraction grating”, *J. Appl. Phys.* 84, 5750 (1998).
- [6] Dong Pan, Elias Towe, and Steve Kennerly, “A five-period normal-incidence (In, Ga)As/GaAs quantum-dot infrared photodetector”, *Appl. Phys. Lett.* 75, 2719 (1999).
- [7] C. W. Cheah et al, “Responsivities of n-type GaAs/InGaAs/AlGaAs step multiple-quantum-well infrared detectors”, *Appl. Phys. Lett.* 80, 145 (2002).
- [8] Amlan Majumdar et al, “Towards a voltage tunable two-color quantum-well infrared photodetector”, *Appl. Phys. Lett.* 80, 538 (2002).
- [9] C. Schonbein et al, “Noise gain and detectivity of n-type GaAs/AlAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors”, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1251 (1998).
- [10] B. F. Levine et al, “Photoexcited escape probability, optical gain, and noise in quantum well infrared photodetectors”, *J. Appl. Phys.* 72, 4429 (1992).

저자 소개



李郁鉉

1995년 2월 충남대학교 물리학과 학부졸업, 1997년 2월 충남대학교 물리학과 석사졸업, 2001년 8월 충남대학교 물리학과 박사졸업, 2001년 10월~2003년 9월: 한국과학기술원 전기전자과 포닥 과정, <주관심 분야: 반도체 양자구조의 광 전기적 특성>

姜龍薰

1999년 2월 고려대학교 물리학과 학부졸업, 2001년 2월 한국과학기술원 물리학과 석사졸업, 2001년 2월~현재: 한국과학기술원 전기전자공학과 박사과정, <주관심 분야: 반도체 전자소자의 물리적 특성 연구 및 소자 모델링>

嚴俊皓

2001년 8월 한국과학기술원 전기전자공학과 학부졸업, 2002년 2월~현재: 한국과학기술원 전기전자공학과 석사과정, <주관심 분야: 반도체 광전소자의 특성 연구>

洪聖喆

1982년 서울대학교 전자공학과 학부졸업, 1984년 서울대학교 전자공학과 석사졸업, 1989년 미시간대학 양자우물 광 스위칭 소자 및 모듈레이터 박사학위, 현재: 한국과학기술원 교수, 1997년 스텐포드 대학 방문, 삼성 마이크로웨이브 반도체 회사 객원 연구원, <주관심 분야: 양자우물과 양자점을 이용하는 신소자 기반의 신시스템과, 마이크로파 전력증폭기 및 주파수 합성기 및 그의 응용시스템 연구>



崔原準

1986년 2월 서강대학교 물리학과 학사, 1988년 8월 서강대학교 물리학과 석사, 1996년 3월 서강대학교 물리학과 박사, 1990년 2월~현재: KIST 나노소자연구센터 선임연구원, 1997년 8월~1998년 8월: UC, Santa Barbara, 방문연구원, 1999년 3월~현재: 중앙대학교 전자전기공학부 겸임교수, <주관심 분야: 반도체 레이저(VCSEL, in-plane), 광변조기, 나노 포토닉스, 광집적회로 등>



李東翰

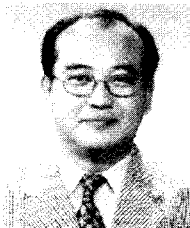
1982년 2월 서울대학교 물리학과 학사, 1984년 2월 서울대학교 물리학과 이학석사, 1989년 5월 브라운대학교 물리학과 이학박사, 1989년 6월~1992년 11월: AT&T 벨연구소 연구원, 1992년 12월~현재: 충남대 물리학과 교수, <주관심 분야: 반도체 양자구조, 광증폭 시스템>

金文德

1994년 8월 동국대학교 물리학과 (이학박사), 1995년 2월 한국과학기술연구원 정보전자부(박사후 과정), 2002년 4월: 삼성전자, 2003년 4월: 한국표준과학연구원, 2003년 5월~현재: 충남대학교 물리학과 교수

盧三珪

1978 연세대학교 물리학과 졸업 (이학사), 1986 연세대학교 물리학과 대학원 졸업 (이학박사), 1987~1988 미국 Brown 대학교 물리학과 (Post-Doc), 1988~1989: 일본 이화학연구소(RIKEN) Frontier Research Program (연구원), 1989: 한국표준과학연구원 (책임연구원), 2001: 양자점기술 국가 지정연구실 (팀리더), 2000~2001: 미국 Michigan 대학교 전자컴퓨터공학과 (객원연구원)



李精一

1975년 2월 서울대학교 물리학과 학사, 1979년 6월 미국 부라운대학교 물리학과 석사, 1985년 10월 미국 부라운대학교 물리학과 박사, 1975년 3월~1977년 6월: 육군 통신장교, 1985년 10월~1986년 9월: 미국 GTE 연구소 박사후 연구원, 1987년 11월~현재: 한국과학기술연구원 광전자연구실, 광기술연구센터, 나노소자연구센터(현재) 선임연구원/책임연구원, 1993년 9월~1996년 9월: 한중과학기술협력센터 북경사무소장, 1997년 9월~1998년 8월: 프랑스 LPCS INPG/CNRS 방문연구원, 2000년 3월~2002년 2월: 한국과학기술기획평가원 우주원천 전문위원, <주관심 분야: 양자전송, 저차원 반도체물리, 반도체/절연체 계면과학, 광자결정, 잡음, 광학기술정책, 국제협력연구>