

<연구논문>

## O/W(110) 표면의 p(2×1) 구조의 임계지수 연구

백두현 · 정석민 · 정진욱

포항공대 물리학과  
(1991년 11월 27일 접수)

### Exponent Study of the p(2×1) Phase on an O/W(110) Surface

D. H. Baek, S. M. Chung and J. W. Chung

Department of Physics, Pohang Institute of Science and Technology  
(Received November 27, 1991)

**요 약**— 고분해능 저에너지 전자회절법(HRLEED)을 이용하여 O/W(110)표면의 산소흡착층의 정돈된 p(2×1) 구조가 보이는 2차원 연속적인 상전이계에 관한 임계지수 연구를 보고한다. 이 p(2×1) 구조의 ( $\frac{1}{2}$  0) 초격자 회절점의 세기 및 모양을 온도에 대한 함수로 구하여  $T_c=708.765$  K에서 감수율 및 요동상관거리가 차수법칙(power law)에 따르는 발산을 보이는 것이 관측되었다. 이로부터 구한 임계지수는  $\beta=0.19\pm 0.05$ ,  $\gamma=1.48\pm 0.34$ ,  $\nu=1.23\pm 0.27$  그리고  $\eta=0.38\pm 0.12$ 이다. 이들 비보편성을 갖는 임계지수들은 이 계를 지배하는 입방이방성(cubic anisotropy)를 갖는 2차원 XY 모델로 이해된다.

**Abstract**— Using a high resolution low energy electron diffraction(HRLEED), we report an exponent study of 2d continuous phase transition from an ordered p(2×1) oxygen overlayer on a W(110) surface. Temperature dependence of a ( $\frac{1}{2}$  0) superlattice diffraction spot, characteristic of the p(2×1) structure, shows power-law like divergence of the susceptibility and the fluctuation correlation length at  $T_c=708.765$  K. By fitting the intensities as well as the line-shapes, we obtained exponents  $\beta=0.19\pm 0.05$ ,  $\gamma=1.48\pm 0.34$ ,  $\nu=1.23\pm 0.27$  and  $\eta=0.38\pm 0.12$ . The non-universal character of the exponents are understood in terms of a 2d XY model with cubic anisotropy as suggested previously.

## 1. 서 론

금속이나 반도체 등의 깨끗한 표면과 화학흡착계는 상전이가 있을 때 임계현상(critical phenomena)을 보이는 경우가 많다[1]. 이러한 2차원계(2-dimensional system)에서의 임계현상에 관한 실험적 연구는 대체로 2차원배치 구조를 측정하는 회절실험으로 가능한데, 이는 일찌기 T. D. Lee와 C. N. Yang에 의해 2차원 Ising 모델계의 여러 자기적 성질을 기술하는 자기화(magnetisation), 자기감수율(susceptibility) 등의 물리적 변수들과 회절실험에서의 물리량들 즉,

회절선의 세기, 반치폭 등과의 관계가 규명되면서 가능하게 되었다[2]. 이 관계에 대한 연구는 최근에 회절점 주위의 일정한 역격자 벡터 공간에 대한 회절점의 적분된 세기가 비열 임계지수  $\alpha$ 를 결정할 수 있게하는 이론적인 관계식이 제안되면서 더욱 활발해지고 있다[3]. 또한 초고진공(UHV) 기술의 발전과 그것을 연구할 수 있는 고분해능의 회절실험장비, 예를 들면 고분해능 저에너지 전자회절(HRLEED) [4]과 근래에는 방사광(Synchrotron Radiation Source)를 이용한 저 입사 X-선 회절(Grazing-incidence X-ray Diffraction)[5] 방법 등의 개발로 더욱 활발

하게 수행되고 있다.

이러한 2차원 임계현상에 관한 연구는 이미 잘 알려져 있는 2차원 Ising 모델의 정확한 해를 비롯하여, 지난 수십년간 급격한 발전을 이룬 많은 통계학 이론들의 결과를 실험적으로 검증할 수 있을 뿐 아니라, 다양한 2차원 상전이계들을 이들 이론들에 따라 보편성의 등급(universality class)에 따라 구분함으로써 이들 상전이계를 지배하는 해밀토니안(system Hamiltonian)을 규명하여, 원자 혹은 분자상호간의 작용 에너지를 알 수 있기 때문에 그 물리적 의미가 있다고 하겠다.

본 논문에서는 W(110)표면에 화학흡착된 산소층이 상대적 흡착량(coverage)이  $\theta < 1/2$  단층(1단층 =  $1.42 \times 10^{15}$  원자/cm<sup>2</sup>) 이하에서 관찰되는 정돈된 p(2×1) 구조의 상전이와 관련된 임계현상을 고분해능 LEED로 연구하였으며, 임계지수들  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\nu$ ,  $\eta$  등에 대한 새로운 결과를 보고한다.

이 O/W(110)계의 물리적 특성은 이미 LEED[6-8]를 비롯하여 전자에너지 손실분광학(EELS)[9] 등의 여러 표면분석 방법에 의해 많이 연구되었으며, 흡착산소는 p(2×1) 정돈된 구조의 경우 약 6.0 eV의 결합에너지로 다소 비대칭적인 거의 3-fold 결합위치에서 흡착되는 것으로 알려져 있다[10]. 그림 1에는 산소원자의 흡착장소(그림 1(a))와 LEED 실험[3]에 의해 알려진 이 O/W(110)계의 상그림(phase diagram)이 나타나 있는데,  $\theta < 0.5$  ML의 일정구간에서는 p(2×1)과 격자가스(lattice gas)가 공존하는 구간이 있으며, 이 상(phase)은 비교적 낮은 상전이온도( $T_{c1} = 460$  K)를 가지고 온도가  $T_{c1}$  이상에서는  $\theta$ 에 따라 완전한 격자가스 상태로 천이하거나 완전한 p(2×1) 상태로 천이하게 된다.  $\theta = 0.5$  단층에서 완성되는 p(2×1) 구조는 높은 상전이온도( $T_{c2} \approx 700$  K) 이상에서는 무질서한 (1×1) 구조를 가지는 2차원의 연속적인 상전이를 가지며 이 때 기저원자층의 구조변화(substrate reconstruction)은 동반되지 않는다[10]. 우리는 이 p(2×1) 구조를 특징지우는 (2×1) LEED 초격자 회절점(superlattice diffraction spot)의 세기, 반치폭(full width at half maximum) 등을 온도에 대한 함수로 측정하여 관련된 임계지수들을 결정하였다. 이 초격자 회절점의 세기  $I(q, T)$ 는 다음과 같은 두 개의 항으로 표시될 수 있다[11].

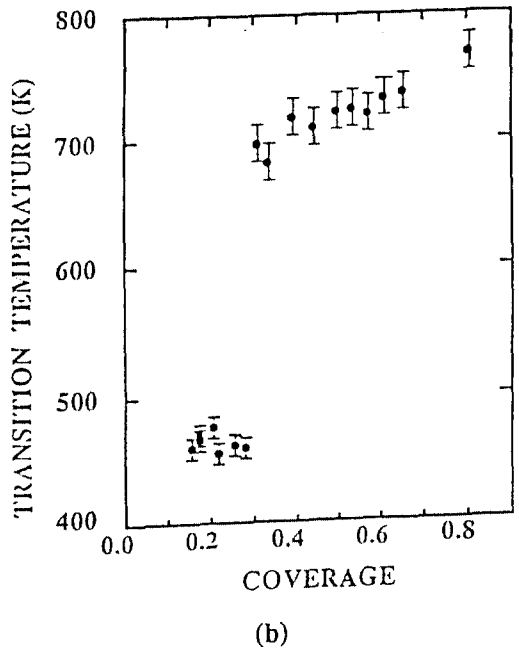
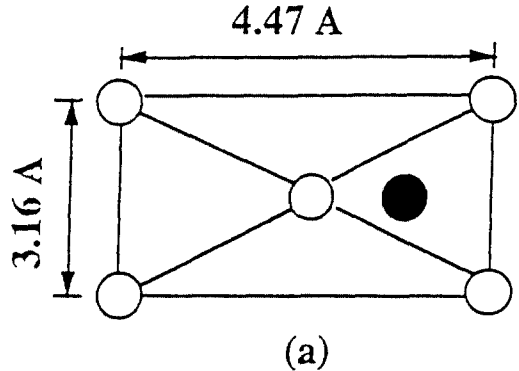


그림 1. W(110) 표면의 구조와 흡착산소(검은원)의 결합위치(a)와 흡착산소층의 p(2×1) 구조에 관한 상그림(phase diagram)(b)[3].  $T_{c1} = 460$  K 이하에서는 p(2×1) 구조와 격자가스의 공존지역이  $\theta < 1/2$  단층에서 존재하며,  $\theta = 1/2$  단층 이상에서는  $T_{c2} = 700$  K의 연속적인 2차 질서-무질서상전이를 보인다.

$$I(q, T) = I_0(T)f(q - q_0) + X(q - q_0, T) \quad (1)$$

여기서  $q \equiv k_y - k_x$ 로서 파수  $k_x$ 로 입사한 전자가  $k_y$ 로 반사될 때 이 전자가 표면에 전달하는 모멘텀 전달

량이 되며,  $q_0$ 는 초격자 회절점의 역격자 벡터(reciprocal lattice vector)이다. 첫째 항은 장거리 질서도(long range order, LRO)에 의한 향으로 무한한 크기의 초격자의 경우  $f(q-q_0)=\delta(q-q_0)$ 가 되며, 실제적으로는  $T \ll T_c$ 에서 회절장비의 분해능과 시편의 유한한 크기 등의 비이상적인 조건에 의해 유한한 반치폭을 가지는 강한 회절점으로 많은 경우 Gaussian 함수꼴로 대표된다. 한편 둘째 항은 장거리 요동(long range fluctuation; LRF)에 의한 향으로서  $T \ll T_c$ 에선 무시할 만하나  $T \rightarrow T_c$ 에 접근함에 따라 세기가 현저하게 증가하게 되는 임계산란(critical scattering)을 나타내는 항이 된다. 이 항은 여러 통계모델에 의해 여러 모양의 함수로 제시된 바 있으나, 보통 비질서계의 단거리 질서도(short range order; SRO)에 의한 회절점을 기술하는 Lorentzian으로 표시되며 Fisher와 Burford[12]는 다음과 같이 더 확장된 함수를 제공하고 있다.

$$\chi(q, T) = \chi_0(T) [1 + \phi(q/\kappa)^2]^{n/2} / [1 + \phi(q/\kappa)^2] \quad (2)$$

여기서  $\kappa$ 는 임계상관거리  $\xi$ (critical correlation length)의 역수이고  $\phi$ 는 0.03,  $\varphi$ 는  $T_c$  근처에서 1에 가까운 양이다. 소위 Fisher 지수라고 불리우는 지수  $\eta$ 는 상관거리  $\xi = 1/\kappa$ 가 무한대가 되는 이상적인 계에 대해 감수율  $\chi(q, T) \propto q^{-\eta}$ 가 됨을 보이며 이  $\eta$ 는 유한한 상관거리의 실제 실험계에서  $T_c$  부근에서 초격자 회절점을 식 (2)에 따라 fit하여 얻게 된다. 임계영역에서 열역학적 물리량은 환산온도(reduced temperature) ( $t \equiv (T_c - T)/T_c$ )의 차수함수적으로 변화하며 이들이 같은 통계적 모델에 속하면 즉, 같은 보편성등급에 속하면 이들 임계지수들의 고유치들은 같다. 앞에서 언급한 Lee와 Yang의 논문에 의하면 회절 실험을 통하여 이들 임계지수들은 다음 관계식들로부터 구할 수 있다.

$$L_0(T) \sim t^{2\beta} \quad (3)$$

$$\chi_0(T) \sim |t|^{-\gamma} \quad (4)$$

$$\kappa(T) = 1/\xi \sim (-t)^\nu \quad (5)$$

여기서  $\beta$ 는 초격자구조의 장거리 질서도(LRO)의 감소를, 장거리 요동(LRF)의 변화를, 그리고  $\nu$ 는 질서도 매개변수(order parameter)의 임계상관거리

(critical correlation length)를 각각 기술하는 임계지수이다. 다양한 임계현상을 보이는 계(system)들은 결국에는 몇 가지의 보편성 등급중 하나에 속하게 된다[13]. 우리가 연구한  $p(2 \times 1)$  구조의 O/W(110) 계는 입방이방성(cubic anisotropy)을 갖는 2차원 XY 모델의 보편성 등급에 속하며[14], 따라서 임계지수는 일정하지 않고 화학퍼텐셜(chemical potential)이나 상호작용에너지(interaction energy)에 따라 달라진다. 즉, 이 보편성 등급에 속해도 흡착계(overlayer system)에 따라서 다른 값의 임계지수들을 갖게 된다[15].

## 2. 실험

임계현상을 연구하는데 있어, 우선적으로 시료표면에 층구조(steps), 점결함(point defects) 등의 불순물이 적은, 그리고 원자간 상관거리가 큰 시료표면을 마련해야 한다. 이것은 최근에 와서 분해능이 좋은 회절장치가 개발되어 많은 경우 시료표면의 상관거리가 장치의 분해능 거리에 비해 작기 때문에 더욱 중요하다.

본 실험에 사용한 텅스텐 단결정(110)표면은 기울기가  $\pm 0.2^\circ$  이하로 정확히 절단한 것으로 시료의 크기는  $5 \times 30 \times 0.25 \text{ mm}^3$ 이다. 이 절단된 시편을 분말크기를  $0.03 \mu$ 까지 변화해 가며 알루미늄 분말로 연마한 다음, 전기적인 청결과 연마(electropolishing) 과정을 거치고 초고진공 챔버내에 장착하였다. 탄소를 제거하기 위해 산소분압  $\sim 10^{-7}$  Torr에서  $\sim 1400 \text{ K}$ 로 장시간 가열(annealing)한 다음, 다시 남아있는 산화층을 제거하기 위해서  $\sim 2300 \text{ K}$ 로 짧은 시간동안 가열(flashing)하는 과정을 반복함으로써 청결한 표면을 얻었다. 이 청결한 표면으로부터 어두운 배경을 가지는  $(1 \times 1)$  LEED 회절상을 관찰하였다. 이 때 이 표면의 원자간의 최대상관거리를 측정하기 위하여 그림 2와 같이 (00)와 (01) 회절점의 반치폭을 입사 LEED전자의 에너지 함수로 측정하였다. 여기서 우리는 최대 상관거리가  $E = 160 \text{ eV}$ 에서  $500 \text{ \AA}$ 를 얻었으며, 이는 본실험에서 사용된 HRLEED 장치의 분해능( $\leq 3000 \text{ \AA}$ )에 의해 제약되지 않고 있음을 알 수 있다. 이 HRLEED는 특수 8극 전자광학계(8-pole electron optics system)을 사용하여 시편으로부터 반

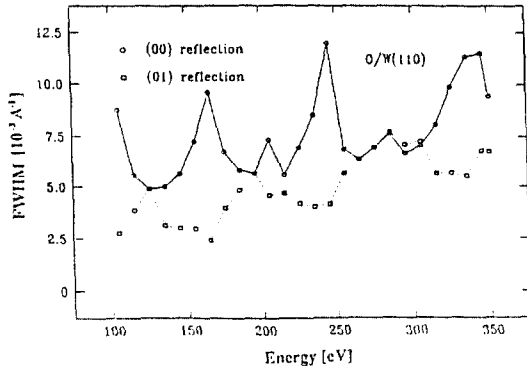


그림 2. 청결된 W(110)표면의 (1×1)LEED 회절상으로부터 (00)와 (01) 회절점들의 반치폭이 입사에너지에 대해 주기적으로 변화함을 보이며, 이는 에너지 변화에 따른 표면의 Bragg 산란의 조건의 변화에 기인한다. 여기서 반치폭이 최소가 되는 에너지가 곧 최대의 표면원자간의 상관거리를 갖는 에너지에 해당한다.

사된 전자를 직접 channeltron으로 감지하며 보통의 LEED광학계보다 수십배의 높은 분해능을 가지고 있다[4].

다음으로 가장 잘 정의된 p(2×1) 산소흡착층을 얻기 위하여 (½ 0) 회절점의 세기를 산소량  $\theta=0.5$  단층으로 간주하였고 절대적인 산소량의 측정은 시도되지 않았다. 사용한 산소가스는 99.999%의 고순도이며 UHV 챔버(chamber)의 진공도는  $1 \times 10^{-10}$  torr 이하이다. 산소분압  $1 \times 10^{-9}$  torr에서 1.2 L (1 L =  $1 \times 10^{-6}$  torr·sec) 정도 산소를 흡착시켰을 때 p(2×1) 초격자구조에 의한 회절상의 크기와 폭으로부터 잘 정렬된 초격자구조를 확인하였다. 온도 700 K 근방에서 반복 열처리를 한 다음 잘 정렬된 p(2×1) 흡착계의 (2×1) 지역(domain)의 크기는 앞의 상관거리의 절반 정도로 관측되었다. 이렇게 흡착계를 만든 다음  $T_c$ 보다 120% 정도 높은 온도까지 가열하고 다시 상온까지 냉각시켜 LEED 회절상을 관찰할 때 회절점의 크기와 모양의 변화는 거의 무시할 수 있을 정도였다. 이것은 이 온도범위에서는 이 흡착계가 닫혀 있음(closed system)을 의미한다. 정확한 온도를 측정하기 위해서 W 5% Re-W 26% Re 열전대(thermocouple)를 사용하였으며, 시편의 온도변화는 초격자 회절상을 얻는 시간동안 온도의 변화가 1 K 미만인 전원으로 직접 가열방식을 사용했다.

LEED를 이용해서 표면상전이 연구를 할 경우, 다중산란(multiple scattering)에 의해서 특히  $T_c$  근처에서 임계지수를 구하는데 많은 오차를 발생시킬 수 있다. 이 다중산란에 의한 효과를 줄이기 위해서 일반적으로 입사전자를 시료에 대해서 수직입사시키고 입사전자에너지를 선택할 때 평균자유행로(mean free path)가 적은 에너지를 선택한다. 대체로 LEED에 사용되는 에너지(<500 eV)에서는 전자의 평균자유행로가 10 Å 이하이다[16]. 상온에서 초격자구조 p(2×1)의 LEED 회절상에서 (00)와 (½0) 회절점들을 입사에너지를 변화시키면서 이들의 반치폭의 변화를 측정하였는데 이들 역시 그림 2처럼 근사적인 주기운동(oscillation)을 하는 것으로 관찰되었다. 이로부터 초격자회절점의 측정은 초격자 회절점이 가장 선명한 160 eV를 선택하였다. 이 때 최대가 최소가 되는 에너지가 깨끗한 표면에서 얻은 것과 일치하였다. 이것은 흡착된 산소가 p(2×1)의 초격자구조(substrate structure)를 이룰 때 기저구조를 변화시키지 않음을 의미하며, 이것은 수소흡착의 경우와는 다르다[17]. 또한 실험온도구간에서는(½0) 회절점의 위치는 거의 변화하지 아니하였다. 따라서 p(2×1) ↔ (1×1)의 상전이는 산소원자가 형성하는 초격자구조의 질서-무질서 상전이(order-disorder phase transition)임을 알 수 있다[18].

### 3. 실험결과 및 해석

그림 3에는 p(2×1) 구조의 (½0) 초격자 회절점 온도에 대한 함수로 측정한 것이 나타나 있다. 여기서 온도의 범위는  $3 \times 10^{-3} \leq t \leq 2 \times 10^{-1}$ 이며 여러 측정치 중 회절점의 세기의 변화가 현저한 것들만을 보인 것이다. 그림 3에서 불수 있듯이 온도가 증가함에 따라 회절상의 모양과 세기가 많이 변화한다. 여기서 온도상승에 따라 세기가 감소하는 데는 산소원자의 열적 진동에 의한 세기의 감소와 임계현상에 의한 감소효과가 동시에 포함되어 있다. 따라서 임계현상에 의한 효과만을 보기 위해서 원자의 열적 진동에 의한 효과, 즉 Debye-Waller factor( $e^{-2MT}$ )로 보정하였다[19]. 여기서 2M은 산소와 텅스텐 원자의 질량비, 회절상이 나타나는 점의 각도, 입사전자의 입사각도 및 W(110)표면의 Debye 온도에 의존하며, 본 실험의

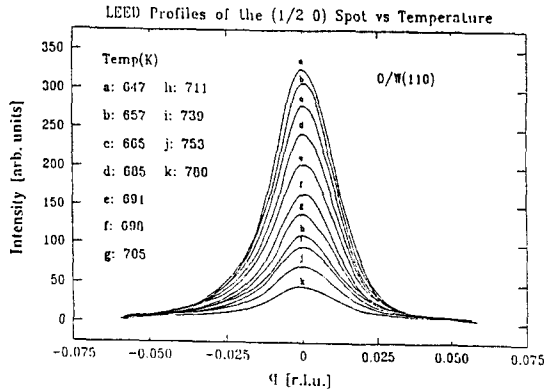


그림 3. 초격자 회절점인 (1/20)회절점의 온도에 따른 변화 I(q,T)는 본문에 설명된 것처럼 L<sup>2</sup>+L의 모양으로 가장 잘 기술된다. L<sup>2</sup>은 점결함에 의해 제한되는 LRO를 나타내며 L은 T<sub>c</sub>부근에서 발산하는 LRF(long range fluctuation)을 나타낸다.

경우 2M=7.3×10<sup>-3</sup> K<sup>-1</sup>이다.

이 회절점 모양(profile)의 변화는 최소자승법(least square fit)의 fitting 결과, 상온에서는 거의 Gaussian 모양이나 그림 3에서 보는 바와 같이 T<sub>c</sub>근처에서는 Lorentzian의 자승(L<sup>2</sup>)과 Lorentzian(L)의 합으로 된 모양을 보이다가 T<sub>c</sub>보다 높은 온도에서는 거의 Lorentzian의 모양이 된다.

임계지수를 구하기 위해서는 먼저 LRO에 의한 성분과 LRF에 의한 성분을 식 (1)에서와 같이 분리해야 한다. 이러한 작업을 구체적으로 하기 위해서 그림 3의 자료들로부터 배경세기(background intensity)를 빼주고 앞에서 설명한 대로 Debye-Waller factor로 보정한 다음, 전자광학계와 시료를 포함한 이 계의 분해능(resolution function)으로 분리(deconvolution)해 주어야 한다. 그러나 여기서는 계의 크기에 비해서 분해능거리가 충분히 크기 때문에 이 분리와정이 생략되었다.

대개의 경우 LRO에 의한 성분은 Gaussian 모양으로 대부분의 실험에서 나타나나 p(2×1) 구조의 O/W(110)의 경우 Gaussian보다는 L<sup>2</sup>+L이 더 이 모양을 잘 기술하고 있다. 이는 Mukamel 등에 의하면 본 시편의 많은 점결함들에 의해 LRO가 제약받고 있음을 의미한다[20]. 따라서 L<sup>2</sup>의 크기를 I<sub>0</sub>(T), 즉 LRO에 의한 기여로 간주하였으며, L의 크기를 χ<sub>0</sub>(T) 즉 LRF에 의한 것으로 보았다. 이 I<sub>0</sub>(T)와 χ(T)의

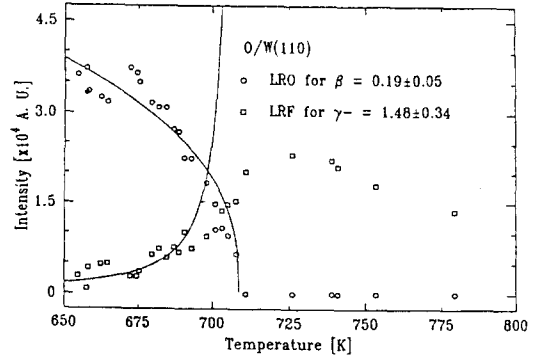


그림 4. L<sup>2</sup>으로 나타나는 LRO의 온도에 따른 변화(O와 실선)와 L로 표시되는 LRF의 온도에 따른 변화(□와 점선). 여기서 곡선들은 각각 fitting에 의한 것들이며, 이들 fitting의 결과로부터 임계지수 β, γ (T와 T<sub>c</sub>)를 얻었다.

fitting 결과가 그림 4에 나타나 있는데, 낮은 온도에서 지배적이던 LRO가 온도가 증가함에 따라 점점 작아지고 LRF가 나타나기 시작하며, T<sub>c</sub>에서는 LRO가 없어지고 주로 LRF가 지배적임을 볼 수 있다. 이 LRF는 세기가 최대가 되면서 식 (3)에서처럼 감수율(점선)이 발산하는 양상을 보이나 실제 실험자료 자체는 유한한 크기효과(finite size effect)로 비교적 낮은 값으로 유한한다.

I<sub>0</sub>(T)로부터 식 (3)을 이용하여 β를 구하기 위해 T<sub>c</sub>와 비례상수를 동시에 변화시켜 fitting한 결과, T<sub>c</sub>=708.765 K, 그리고 β=0.19±0.05을 얻었다. 이 때의 T<sub>c</sub>는 fitting한 결과 L<sup>2</sup>의 크기가 0이 되는 온도를 취한 것이다. 이 자료의 fitting 과정에서 온도구간에 따라 β가 다소 변화함을 알 수 있는데, 여기서는 유한한 크기 효과가 시작되기 전인 0.027≤t≤0.083의 구간을 취했다. 그림 3에서 실선은 이 β=0.19±0.05를 가지는 I<sub>0</sub>(T)를 그린 것이다. 우리는 T<sub>c</sub>근방에서 (t≤10<sup>-3</sup>) 유한한 크기효과와 다중산란에 의한 효과가 T<sub>c</sub>의 선택에 약간의 임의성을 주며 이는 곧 임계지수의 값을 민감하게 변화시킴을 알 수 있었다. 따라서 이 연구에서 택한 LRO가 사라지는 점을 T<sub>c</sub>로 택한 방법과 달리 이 T<sub>c</sub>가 ΔT<sub>c</sub>의 폭을 가지는 분포함수를 가진다는 것을 가정하여 I<sub>0</sub>(T)를 구하는 방법이 보고된 바 있다[14a]. 여기서 구한 β값을 2차원 Ising 모델의 β=0.125에 비해 큰 값이며, 이는 입방이방성을 가지는 2d XY모델의 경우 이방성 장(anisotropic field)

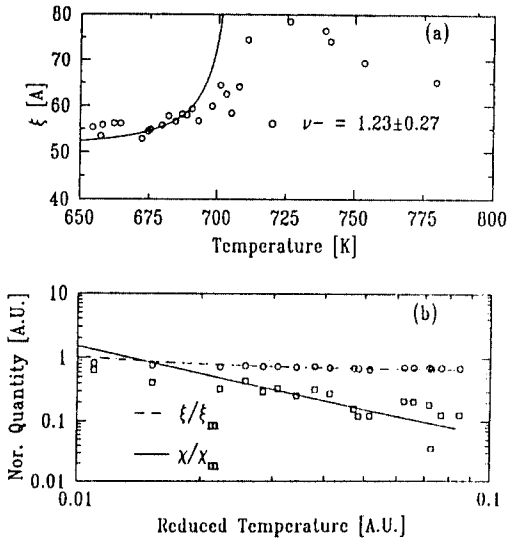


그림 5. LRF의 요동임계 상관거리  $\xi$ 의 온도에 따른 변화(a)와 규격화된 임계상관거리(점선)와 감수율(실선)(b). (a)에서 실선은  $T < T_c$ 에서의 fitting에 의한 곡선이며 이 결과 임계지수  $\nu(T < T_c)$ 를 얻었다. (b)에서 최대 임계상관거리  $\xi_m$ 과 최대 감수율  $\chi_m$ 은  $T = 726$  K의 자료들을 사용하였다.

의 세기  $h_4$ 가 참고문헌[15c]의 그림 6에 나타난 것처럼 충분히 작아서 Ising 모델의 범위를 벗어나는 것을 의미하는 것으로 이해된다.

임계지수  $\gamma$ 와  $\nu$ 를 구하기 위해서  $T_c$ 는 앞에서 구한 값으로 고정시키고 각각의 비례상수와 임계지수를 매개변수로 보고 fitting을 하였다. 여기서도 fitting 온도구간은 자료가 유한한 크기효과에 의해 제약받지 않으면서 LRF이 빠른 변화를 보이는  $0.055 \leq t \leq 0.083$ 을 택하였으며 이 경우  $T < T_c$ 의 자료만을 이용할 때 임계지수  $\gamma = 1.48 \pm 0.34$ 를 얻는다. 또  $T > T_c$ 의 자료들은 불행히도 충분치 않아서  $\gamma^+$ 의 값을 얻을 수 없었다. 그림 4에서의 점선은 이  $\gamma^-$ 의 값을 가지는  $\chi_c(T)$ 를 그린 것이다. 같은 온도구간내에서 LRF을 나타내는 Lorentzian(L) 성분의 회절점의 반치폭(full-width at half maximum)의 역수에 해당하는 요동 상관거리  $\xi$ 를 식 (5)에 따라 fitting한 것이 그림 5(a)에 나타나 있으며, 이로부터  $T < T_c$ 의 구간에서  $\nu = 1.23 \pm 0.27$ 를 얻었다. 이들 임계지수들은 또한 본 실험자료에서 얻을 수 없었던 비열(specific heat) 임계지수  $\alpha$ 를 다음 축척(scaling)법칙의 관계식에서 얻을 수 있게 한다.

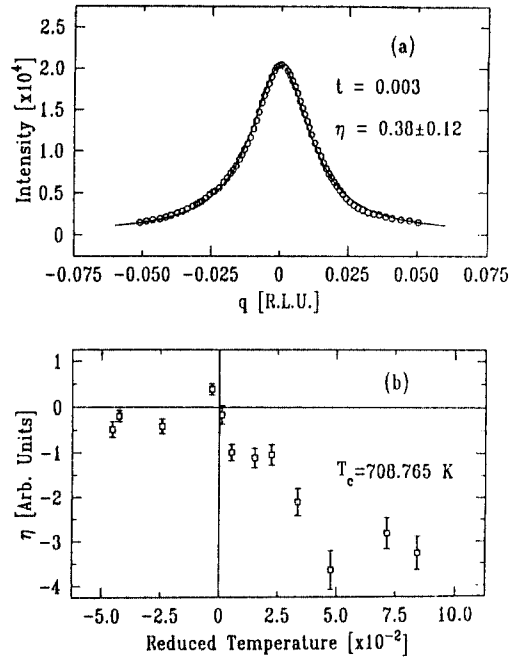


그림 6. 초격자 회절점( $1/2$ 0)의  $t = 3 \times 10^{-3}$ 에서의 모양(0)을 본문 식 (2)을 이용하여 fitting한 것(실선)(a)이 결과 임계지수  $\eta = 0.38 \pm 0.12$ 를 얻었으며 이론적인 값  $\eta = 0.25$ 와의 차이는 유한한 크기효과와  $t \neq 0$ 의 효과로 간주된다. 임계지수  $\eta = \eta(t)$ 의 값들이 (b)에 나타나 있으며  $t \neq 0$ 에서의 값들이 모두  $\eta < 0$ 인 것은  $T_c = 708.765$  K가 적절한 선택의 하나임을 나타낸다.

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 2 \tag{6}$$

여기서  $\alpha = 0.14$ 를 얻는데 이 값 자체의 크기는 본 임계지수들의 오차범위를 고려할 때 큰 의미가 없으며 다만  $\alpha$ 가 매우 작은 값이라는 것을 알 수 있다. 그림 5(b)는 이들 fitting의 정도를 각각 규격화(normalized)한 요동상관거리(점선)와 감수율(실선)을 환산 온도  $t$ 에 대해 양쪽 log-scales로 보여준다. 여기서 우리는 상기한 온도구간에서는 직선성이 좋으나 나머지  $t < 0.055$ 나  $t > 0.083$ 에서는 유한한 크기효과로 인해 직선성이 좋지 않음을 알 수 있다. 본 연구에서 얻은 임계지수의 값들은 모두 정확한 2d Ising 모델의 값들과 조금씩 다른데 이것은 앞서 언급한 작지만 유한한 크기의 입방이방성 장  $h_4$ 에 기인한다고 볼 수 있다.

임계지수  $\eta$  값을 구하기 위해서  $T_c$ 와 가장 가까운 온도( $t = 3 \times 10^{-3}$ )에서 얻은 회절점을 앞에서 설명한

Fisher와 Burford의 식 (2)를 사용해서 fitting한 결과가 그림 6(a)에 나타나 있는데 이로부터  $\eta=0.25$ 를 가지는 거과 비교되는데 이 값들은 모두 무한계에 대해  $t=0$ 에서 얻은 이상적인 이론치이며, 유한계이며  $t=3 \times 10^{-3}$ 에서 얻은 본 실험치는 이상적인 이론치와의 차이를 의미한다. 그림 6(b)에는 이 임계지수  $\eta$ 의 환산온도  $t$ 에 따른 변화를 보여주는데 식 (2)는  $t=0$ 에서 적용되나 그림에서처럼  $t$ 가 커지거나 작아질수록 모두  $\eta < 0$ 의 값으로 크게 변화함을 알 수 있다. 이 사실은 우리가 택한  $T_c=708.765$  K가 O/W(110) 계의 임계현상을 나타내는 하나의 적절한 선택이 될 수 있음을 보여준다. 이러한 현상은 O/M<sub>o</sub>(110)에서  $p(2 \times 1)$  구조가 나타내는 임계현상에서도 관찰된 바 있다[14c].

#### 4. 결 론

산소가 흡착된 텅스텐(110)표면에서 산소흡착층이 만드는  $p(2 \times 1)$  구조의 상전이에서 감수율, 임계상 관거리 등이  $T_c=708.765$  K에서 발산하는 2차원 임계현상을 관찰하였으며,  $(\frac{1}{2}0)$  초격자 회절점의 세기 및 모양이 온도에 따라 변한 자료로부터 임계지수들을 결정하였다. 이 임계지수들  $\beta=0.19 \pm 0.05$ ,  $\gamma=1.48 \pm 0.34$ , 그리고  $\nu=1.23 \pm 0.27$  등은 기존의 보편성 등급에 속하는 모델, 특히 2차원 Ising 모델의 알려진 값들과 차이가 나나 유사한 범위에 있으며, 이는 이 계가 2차원 입방이방성을 갖는 XY모델에 의해 기술되는 것을 나타내며, 따라서 비보편적인 임계지수의 값들을 갖는 것으로 이해된다.

#### 감사의 말

본 연구는 부분적으로 교육부 기초과학연구소지원 (과제번호 N91126)과 포항공대 순수기초연구지원 (과제번호 R91033)에 의해 수행되었으며 이에 감사드린다.

#### 참고문헌

- For review, see "Ordering in Two Dimensions", edited by S. K. Sinha(North-Holland, Amsterdam, 1980); "Phase Transitions in Surface films", edited by J. G. Dash and J. Ruvalds, NATO Advanced Institute Series No. 51(Plenum, New York, 1980); L. D. Roelofs, Appl. Surf. Sci. **11/12**, 425 (1982).
- T. D. Lee and C. N. Yang, phys. Rev. **87**, 404 (1952).
- N. C. Bartelt, T. L. Einstein and L. D. Roelofs, Phys. Rev. **B35**, 1776 (1987).
- M. Henzler, Surf. Sci. **22**, 12 (1970).
- L. Mailander, H. Dosch, J. Peisl, R. L. Johnson, Phys. Rev. Lett **64**, 2527 (1990).
- J. C. Buchholz and M. G. Lagally, Phys. Rev. Lett. **35**, 442 (1975).
- G. -C. Wang, T. -M. Lu and M. G. Lagally, J. Chem. Phys. **69**, 479 (1978).
- T. -M. Lu, G. -C. Wang and M. G. Lagaly, Surf. Sci. **92**, 133 (1980).
- N. J. Dinarso, G. B. Blanchet and E. W. Plummer, Surf. Sci.**140**, L229 (1984).
- M. A. Van Hove and S. Y. Tong, Phys. Rev. Lett., 1092 (1975).
- A. Als-Nielsen, in Phase Transitions and Critical Phenomena, edited by C. Domb and M. S. Green (Academic, London, 1976) Vol. 5a.
- M. E. Fisher and R. J. Burford, Phys. Rev. **156**, 583 (1967).
- a) L. Onsager, Phys. Rev. **65**, 117 (1944).  
b) H. E. Stanley, "Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena" (Oxford, New York, 1971).
- a) I. F. Lyuksyutov and A. G. Fedorus, Sov. Phys. JETP **53**, 1317 (1981).  
b) J. F. Wenelken, G. -C. Wang, Phys. Rev. **B32**, 7542 (1985).  
c) K. Grzelakowski, I. Lyuksyutov and E. Baner, Phys. Rev. Lett. **64**, 32 (1990).
- a) J. V. Jose, L. P. Kandanoff, S. Kirkpatvick and D. R. Nelson, Phys. Rev. **B16**, 1217 (1977).  
b) E. Domang and E. K. Riedel, Phys. Rev. Lett., **40**, 561 (1978).  
c) S. C. Ying and L. D. Roelofs, Surf. Sci. **125**, 218 (1983).  
d) R. J. Baxter, ann. Phys. (N. Y) **70**, 193 (1972).
- N. C. Bartelt, T. L. Einstein and L. D. Roelofs, Phys. Rev. Lett. **56**, 2881 (1986); M. B. Webb and M. G. Lagally, Solid State Phys. **28**, 301 (1973).
- J. W. Chung, S. C. Ying and P. J. Estrup, Phys. Rev. Lett **56**, 479 (1986).
- E. G. McRae and R. A. Malic, Phys. Rev. **B38**, 13163 (1988).
- M. A. Van Hove, W. H. Weinberg, C. -M. Chan,

*"Low-Energy Electron Diffraction"* (Springer-Verlag)  
Springer Series in Surface Science Vol. 6.

20. D. Mukamel and E. Pytte, *Phys. Rev.* **B27**, 5872  
(1983).