

Alternating - Current Electrical Properties of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$ Ceramics

Woo-Hwan Jung[†]

Department of Electronics, Howon University, Kunsan 573-930, Korea
(Received July 27, 2007; Accepted November 19, 2007)

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$ 세라믹스의 교류 전도특성

정우환[†]

호원대학교 전자공학과
(2007년 7월 27일 접수; 2007년 11월 19일 승인)

ABSTRACT

We have studied the *ac* conductivity of insulating $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$ in the frequency range 20 Hz - 1 MHz and in the temperature range 80 - 300 K. We have analyzed experimental results in the frame works of the quantum-mechanical tunneling mechanism (QMT) and the hopping of barrier mechanism (HOB). We observed that small polaron QMT model is the most suitable mechanism for the low temperature *ac* conductivity of $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$.

Key words : HOB, Hopping, QMT, Small Polaron

1. 서 론

천이금속산화물 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MO}_3$ (M: 3d 천이금속)에서 고온 초전도(Cu계 산화물) 및 거대자기저항효과(Mn계 산화물)가 발견된 이래 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MO}_3$ 세라믹스의 전기 및 자기적 특성의 변화에 대한 연구가 최근 다수의 연구자에 의하여 주목 받고 있다.¹⁻⁵⁾ 일반적으로 LaMO_3 의 La^{3+} 의 위치에 Sr^{2+} 의 치환 ($x \geq 0.2$)은 천이금속 M의 전자가 3+에서 4+로 변화시킴과 동시에, Mn 및 Co계 세라믹스는 강자성전이(ferromagnetic transition)를 동반한 금속-절연체 전이(metal-insulator transition, MIT)와 같은 매우 흥미로운 물리적 현상을 나타낸다고 알려져 있다. 이러한 Mn 및 Co계산화물의 금속-절연체 전이는 일반적으로 Zener가 제안한 이중교환 작용(double exchange interaction)으로 설명되어지고 있다.¹⁻⁵⁾ 그러나 Mn 및 Co계와 같이 동일한 전하 이동형 절연체(charge transfer type insulator)로 구분되고있는 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계는 Sr^{2+} 의 첨가량이 거의 1임에도 불구하고 금속-절연체 전이는 발생하지 않는다고 알려져 있다.¹⁻⁵⁾ 이처럼 동일한 전하 이동형 절연체임에도 불구하고 금속-비금속전이가 Fe계에서 발생하지 않는 것은 매우 흥미 있는 현상이다. 따라서 Fe계 세라믹스의 전도기구해석은 타 재료의 금속-절연체 전이 기구해석에 새로운 정보를 제공하여 줄 것으로 많은 연구자들은 기

대하고 있다.

전하, 스핀 그리고 궤도의 질서-무질서전이(ordering-disordering transition)현상이 천이금속 산화물의 금속-절연체 전이 해석기구로 최근 주목 받고 있으며, 이중 전하의 질서-무질서 전이가 가장 주목 받고 있다.⁶⁻⁹⁾ 최근 $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{FeO}_3$ 조성에서 전하질서-무질서 전이(charge ordering-disordering transition)현상이 관측되었으며,⁶⁻⁸⁾ 이와 같은 전하질서-무질서 전이현상이 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계에서 다량의 Sr^{2+} 의 치환에도 불구하고 금속-비금속 전이가 발생하지 않는 원인의 하나로 부각되고 있으나 아직 명확한 결과는 알려져 있지 않다. $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{FeO}_3$ 계는 200 K 이하의 온도 영역에서 Fe^{3+} 와 Fe^{5+} 가 2:1의 비율로 존재하며, 능방정 z 방향 또는 의사 입방정 페로브스카이트 [111]방향으로 $\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{5+}\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{5+}$ 형의 배열을 하고있음이 자기중성자산란(magnetic neutron scattering) 측정에 의하여 밝혀졌다.⁶⁻⁸⁾ $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계의 모 물질인 LaFeO_3 는 전하 이동형 절연체로 강한 on-site coulomb반발력으로 인하여 생성된 2 eV의 전하 갭(charge gap)을 가지고 있으며, 구조적으로 LaFeO_3 는 사방정계 구조를 가지고 있다.^{10,11)} 그러나 Sr^{2+} 의 치환량이 $x=0.5$ 정도일 경우 능방정계로 변화하며, 치환량이 0.5 이상인 경우 입방정계로 변화하는 것으로 보고되고 있다. $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계에 대한 일반적인 연구는 Sr^{2+} 의 치환에 따른 결정구조의 변화와 더불어 발생하는 FeO_6 육면체의 변화, 즉 Fe-O-Fe 결합각의 변화에 따른 전기적 물성 및 자기적 특성의 변화가 주류를 이루고 있다. LaFeO_3 는 반자성 절연체(antiferromagnetic insulator)로, Néel온도가

[†]Corresponding author : Woo-Hwan Jung
E-mail : phdjung@howon.ac.kr
Tel : +82-63-450-7515 Fax : +82-63-450-7115

750 K 정도 이하 Sr^{2+} 을 La^{3+} 에 치환함에 따라, 절연체적 요소가 감소함과 동시에 Néel 온도 역시 감소하는 것으로 알려져 있다. 이는 Sr^{2+} 의 치환에 따라 Fe의 가전자 (valence)가 Fe^{3+} 에서 Fe^{4+} 로 변화함에 따라 자기 질서 (magnetic order)가 약해지기 때문으로 보고되고 있다.^{10,11)}

앞 언급한 것과 같이 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계는 다량의 Sr^{2+} 의 치환에도 불구하고, 절연체적 특성을 나타내는 것으로 보고 되어 있으며, 이러한 절연체적 특성에 대한 전도기구는 현재 명확하게 밝혀져 있지는 않다. 그러나 일반적으로 열적으로 활성화된 단일/비단열(adiabatic/non adiabatic) small polaron의 hopping으로 설명되어지고 있으나, 이는 이론적 계산 또는 광범위한 band구조의 변화를 대상으로 하는 광학적 실험결과로¹⁰⁾ 실제 Fermi 준위 부근에서 속박된(localization) 상태로 존재하는 polaron의 거동을 조사하는 데는 미흡하다. 속박된 전도 carrier의 hopping에 의한 전도기구를 조사하는 방법은 여러 가지가 있으나, 유전현상을 측정하는 것 역시 매우 유용한 방법으로 알려져 있다.¹¹⁻¹³⁾ 자기 포획된(self trapping) 전하들과 이들 전하들이 전위우물(potential well)로부터 탈출하는 hopping 전도과정에서는 유전이완현상을 수반하기 때문이다.¹¹⁻¹⁶⁾

유전이완현상과 더불어 발생하는 교류전도율의 온도, 주파수 의존성 역시 재료의 전도기구 해석에 매우 유용한 정보를 제공한다. 많은 비결정질 재료에서 관찰되고 있는 것과 같이 천이 금속을 포함하고 있는 페로브스카이트 산화물에서 교류 전도율과 유전이완 현상은 그물질의 전자전도 현상 규명에 많은 정보를 제공하는 것으로 알려져 있다.¹³⁻¹⁷⁾ 천이금속 산화물의 전자수송현상은 저전자가 상태에서 고전자가 상태로 (혹은 역으로)의 hopping에 의한 것으로 알려져 있다. 전도 carrier가 강하게 속박 상태(localization)로 존재하여 전도 carrier의 이동도가 매우 작은 재료의 경우 전자 또는 정공의 첨가에 따른 고체내의 전자가 상태의 변화는 격자주변의 분극률의 변화를 발생시킨다. 교류 전계의 인가에 따른 전도 carrier의 hopping에 의하여 교류전도율은 인가주파수의 증가와 더불어 전도율이 증가하는 주파수 의존성을 나타낸다.¹⁸⁾ 이것은 재료내부의 전위장벽의 높이와 점프거리의 분포에 따른 이완시간의 변화에 따른 것으로 이것을 측정하게 되면 전하 carrier의 특징을 결정하는 중요한 정보를 얻을 수 있게 된다.

본 연구에서는 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ 계의 교류전도기구를 조사하기 위하여 Sr^{2+} 의 첨가량을 0.3으로 고정하였다. 실제 $x > 0.5$ 이상인 경우 낮은 전도율로 인한 과대 유전을 및 유전손실 때문에 저주파수영역에서의 유전특성을 측정하기가 거의 불가능하기 때문이다. 또한 Sr^{2+} 의 치환량이 극소인 경우에는 높은 저항율로 인하여 저주파수영역의 유전현상 측정은 가능하나, 유전이완 현상을 뒷받침하여 줄 저항측정이 불가능하다. 따라서 본 연구에서는 La_{1-x}

Sr_xFeO_3 의 전기 전도특성을 조사하기 위하여 $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$ 세라믹스의 유전특성, 직류전도, 그리고 교류전도 특성을 조사하였다.

2. 실험방법

$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_3$ 세라믹스(이하 LSF로 칭함)의 출발물질로는 La_2O_3 , SrCO_3 그리고 Fe_2O_3 를 사용하여, 일반적인 고상 반응법을 이용하여 제작하였다. 혼합된 분말은 공기 중에서 1373 K, 24시간 하소하였으며, 하소된 분말은 재분쇄 후 1473 K, 24시간 재 열처리하였다. 최종적으로 분쇄된 분말은 성형 후 공기 중에서 1673 K 24시간 열처리하였다. 분말의 x-선 측정결과 LSF는 사방정계구조를 나타내었으며, 실온에서의 격자상수는 $a=5.502$, $b=5.512$ 그리고 $c=7.844$ Å 이었다. 고온에서 열처리 시 발생할 수 있는 산소 결핍 양을 조사하기 위하여 potentiometric titration 방법을 이용하여 산소 결손량을 측정하였다. 본 실험에서 사용한 LSF의 정확한 화학적 조성은 $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{FeO}_{2.99}$ 로 나타났다.

유전특성은 교류 4 단자법을 이용하여 측정하였다. In-Ga 7:3 합금을 전극으로 사용하였다. 77 K에서 300 K의 온도와 20 Hz에서 1 MHz의 주파수범위에서 HP 4284A LCR meter를 사용하여 유전용량을 측정하였다. 전극과 시편표면의 계면 효과에 따라 발생할 수 있는 유전이상과 시편표면의 산소결핍에 따른 재료의 비균질성 따라 발생할 수 있는 유전이상을 조사하기 위하여 금을 전극으로 사용하여 동일한 주파수와 온도범위에서 정전용량을 측정하였으며, 또한 시편의 두께를 변화하면서 동일조건에서 유전용량을 측정한 결과 계면 효과와 재료의 비균질성에 의하여 발생하는 유전이상현상은 발견할 수 없었다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 1에는 LSF의 유전 손실($\tan\delta$)의 주파수 변화에 따

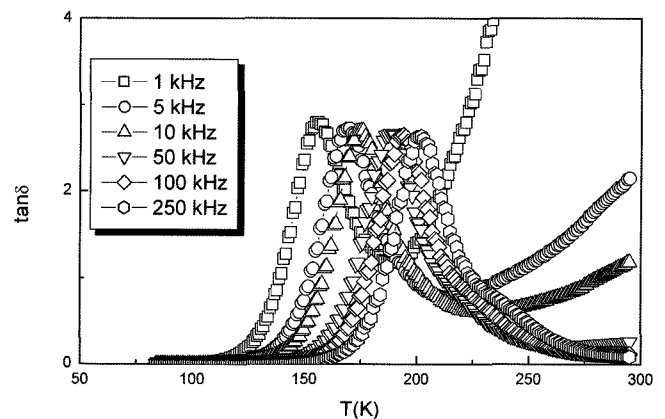


Fig. 1. Temperature dependences of the loss tangent for various frequencies.

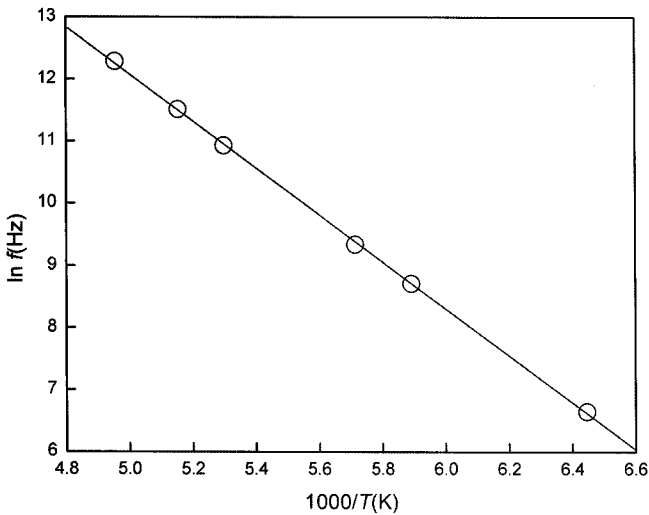


Fig. 2. Arrhenius relations between $\ln f$ and $1000/T$.

른 온도의존성을 나타내었다 Fig. 1에 나타난 LSF의 유전 거동은 Debye 이론에 의하여 설명 가능하다고 사료된다. 어떤 온도 T 에서 유전손실 $\tan\delta$ 는 각각의 공진 주파수 $f_{\tan\delta}$ 에서 최대치를 가진다.^{11-13,16,17)} 즉 $f_{\tan\delta}=(\epsilon_0/\epsilon_\infty)^{1/2}/2\pi\tau$ 일 경우 $(\tan\delta)_{max}=(\epsilon_0-\epsilon_\infty)/2(\epsilon_0+\epsilon_\infty)^{1/2}$ 로 표현할 수 있다. 여기서 ϵ_0 와 ϵ_∞ 는 정적 및 고주파수에서의 유전상수이며 τ 는 $\tau=\tau_0\exp(Q/k_B T)$ 의 형태로 나타낼 수 있는 유전완화 시간이다. 여기서 Q 는 유전이완에 필요한 활성화에너지를 말한다. 전도 carrier가 polaron인 경우 유전이완에 필요한 활성화에너지는 hopping에 필요한 에너지(W_H)와 거의 동일하다.^{11-13,16-19)}

Fig. 2에는 150 K 이상의 온도영역에서의 $\ln(f_{\tan\delta})$ 과 $1000/T$ 의 Arrhenius 관계를 나타내었다. Arrhenius 관계식 $f=f_0\exp(-Q/k_B T)$ 로부터 계산된 활성화에너지 $Q=0.28$ eV였다. LSF에서 관측된 유전이완현상은 Fe 가전자의 전자 상태를 고려함으로써 설명 가능하리라 사료된다. 모 물질 LaFeO₃의 Fe³⁺이온은 5개의 high spin 상태의 3d 전자를 가지고 있으며, 이들 중 3개는 낮은 t_{2g} 궤도에 위치하며, 나머지 2개의 전자는 높은 e_g 궤도에 위치하고 있다.¹⁰⁾ 그러나 한 개의 전자가 e_g 궤도로부터 제거되어 Fe⁴⁺이온에 속박되면, Fe(IV)O₆ 팔면체는 Jahn-Teller 왜곡을 발생하게 된다.^{10,11,15)} 이와 같은 현상을 고려하여 볼 때 Fig. 2에서 관측된 유전이완현상은 Jahn-Teller 격자왜곡 또는 Jahn-Teller electron-phonon 결합과 깊은 관련이 있을 것으로 사료된다. 격자왜곡과 관련이 있는 유전완화 현상은 일반적으로 Mn계 산화물에서 자주 관측됨과 동시에 일반적으로 small polaron의 hopping에 의한 것으로 보고되고 있다.^{11,12)}

Fig. 3에는 교류전도율 $\sigma(\omega)$ 의 주파수를 함수로 한 온도의존성을 나타내었으며 비교를 위하여 직류전도율의 온도의존성을 함께 나타내었다. 여기서 $\omega=2\pi f$ 이다. 그림에

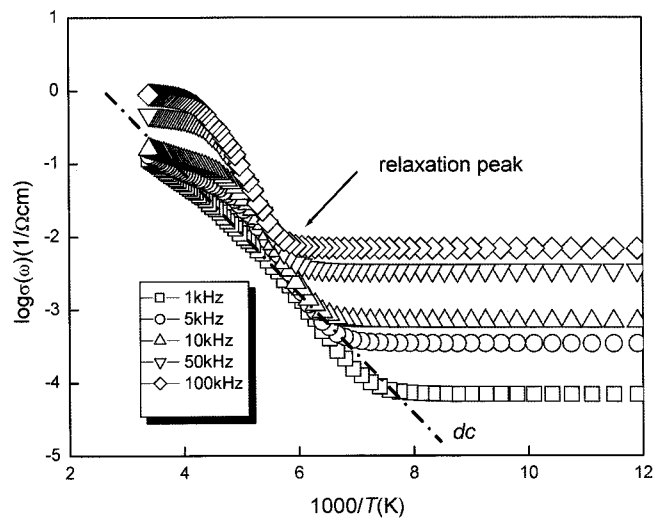


Fig. 3. Arrhenius relations between ac conductivity and $1000/T$, with the result for dc conductivity.

나타난 것과 같이 직류성분은 고온과 저주파수영역(10 KHz이하)에서 중요한 역할을 하며, 반면 교류성분은 저온과 고주파수영역(10 KHz 이상)에서 중요한 역할을 하고 있음을 알 수 있다. Fig. 3에 나타난 실험결과는 다수의 비정질 및 페로브스카이트 산화물에서 동일한 실험결과가 보고되고 있다.^{13,14,20-24)} 일반적으로 측정된 전체 전도율 $\sigma_1(\omega)=\sigma_1(\omega)+\sigma_{dc}$ 표현 할 수 있으며 여기서 $\sigma_1(\omega)$ 는 교류전도율의 실수부이며, σ_{dc} 는 직류 전도율이다.^{13,14,17)} 여기서는 전도에 기여하는 직류 및 교류성분이 완전히 다른 전도기구에 의하여 이루어지는 것을 의미 하는 것이다. 만약에 $\omega \rightarrow 0$ 인 경우 전체 전도에 기여하는 교류 및 직류전도기구는 동일하다. 어떤 온도에서 주파수 변화에 따른 교류 전도율 $\sigma_1(\omega)$ 의 변화는 전체전도율 $\sigma(\omega)$ 에서 직류 성분인 σ_{dc} 를 제외함으로써 알 수 있으며 일정온도에서 주파수 변화에 따른 교류전도율의 주파수 의존성을 Fig. 4에 나타내었다.

Fig. 4에는 일정온도에서 주파수의 변화에 따른 교류전도율 $\sigma_1(\omega)$ 의 주파수의존성을 나타내었다. 주파수 변화에 따른 교류전도율의 변화는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

- i) 저주파수영역(1 KHz 이하)에서 $\log \sigma_1(\omega)-\log(f)$ 곡선은 매우 직선적이며, 교류전도율이 분산하는 영역에서는 교류전도율은 $\sigma_1(\omega) \propto \omega^s (0 < s < 1)$ 의 지수법칙에 따른다.
- ii) 중간주파수영역 (1 KHz에서 100 KHz사이) 교류전도율은 공진주파수부근에서 포화 되거나 주파수의존성이 매우 적어지며
- iii) 고주파수 (100 KHz 이상)에서의 교류전도율은 주파수의 증가와 더불어 온도의존성이 매우 약해지며 직류 전도율에 접근한다.

Austin과 Mott는 교류전도율의 주파수의존성을 $\sigma_1(\omega) \propto \omega^s$ 의 지수 법칙으로 나타내었다.²⁵⁾ 주파수 지수 s 는 $s \equiv d \ln \sigma_1(\omega) / d \ln \omega$ 로 정의되며, 여기서부터 $s=1-4/\ln(v_{ph}/\omega)$ 로

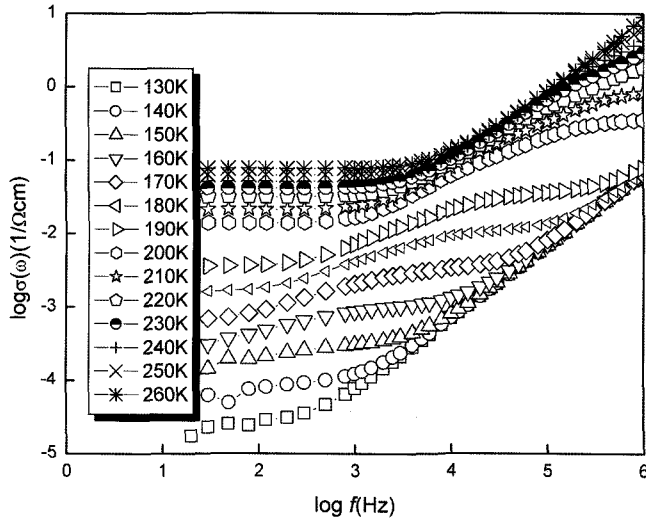


Fig. 4. Plots of $\log \sigma(\omega)$ vs. $\log(\omega)$ for LSF at various temperatures.

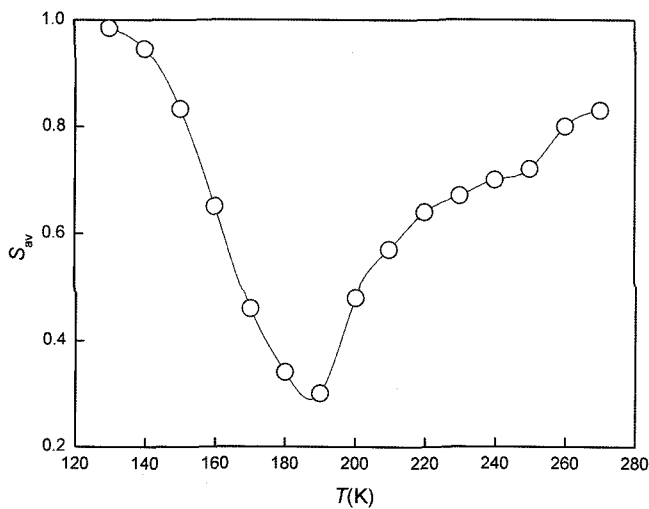


Fig. 5. Variation of s_{av} vs. T with least-square fit.

나타낼 수 있다. 여기서 v_{ph} 는 광학적 phonon 주파수 $10^{12} \sim 10^{13}$ Hz이다. 따라서 주파수 지수 s 는 주파수 ω 에 의존하게 되며 이러한 의존성은 저주파수영역에서 직류로 변환단계에서는 매우 크게 되나, 고주파수영역에서는 매우 작게 된다. 실제 주파수 지수 s 의 온도의존성은 교류전도를 측정에 의한 재료의 전도 carrier의 특성을 조사하는데 매우 중요한 정보를 제공한다.^{13,14,18,20-26} 그러나 지수 s 가 주파수 ω 에 매우 민감하게 변화하기 때문에 본 실험에서는 저주파수 영역에서 관측된 s 와 고주파수 영역에서 관측된 s 의 평균치, 즉 s_{av} 를 사용하였다.

Fig. 5에는 s_{av} 의 온도의존성을 나타내었다. s_{av} 는 온도의 변화에 따라서 0.9에서 0.3사이에서 변화 하였으며 190 K 부근에서 최저 값을 나타내었다. 일반적으로 교류전도율의 온도의존성은 다음과 같은 2가지 모델에 의하

여 설명되어지고 있다. 첫번째는 Austin-Mott에 의하여 제안된 quantum mechanical tunneling(QMT)모델과²⁵ 둘째는 Elliott에 의하여 제안된 hopping of barrier(HOB)모델로 분류된다.²⁶ QMT모델은 비정질 또는 반도체 유리의 교류전도율의 온도의존성을 설명하기 위하여 널리 이용되고 있으며, 직류 전도가 variable range hopping으로 이루어지고 있는 경우 잘 설명되어지는 모델이다. 그러나 이전에 설명한 것과 같이 QMT 모델에 의하면 주파수 지수 s 는 온도에 의존하지 않으며, ~ 0.8 정도로 고정된다. 그러나 Fig. 5에 나타난 것처럼 LSF의 주파수 지수 s_{av} 는 온도의 증가와 더불어 감소 하고 있으며 190 K 부근에서 최소 값을 나타내고 있다. 190 K 부근에서 주파수 지수 s 의 최저치는 190 K 부근에서의 유전이완현상과 더불어 매우 좁게 분포하는 유전이완시간 때문이다. Elliott에²⁶ 의하여 제안된 HOB모델에 의한 주파수 지수 s 는

$$s = 1 - k_B T / [W_H - k_B T \ln(1/\omega\tau_0)] \quad (1)$$

와 같이 나타낼 수 있다. HOB모델에 따르면 주파수 지수 s 는 온도의 증가 또는 주파수의 감소 와 더불어 감소 하게 된다. Figs. 4와 5에서 알 수 있듯이 LSF에 나타난 저온에서의 주파수 지수 s 의 온도의존성 즉 190 K 이하에서의 주파수 지수 s 의 온도의존성은 HOB 모델로 설명할 수 있으나 고온영역에서의 주파수 지수 s 의 온도의존성은 HOB모델로 설명할 수 없다.

따라서 본 연구에서는 LSF에서 관측된 주파수 지수 s 의 온도의존성을 조사하기 위하여 다음과 같은 모델을 도입하였다. Long²⁷에 의하면 polaron 왜곡 운 간의 적절한 중첩이 발생하였을 경우 polaron hopping에너지는 감소하게 되며, 이 경우 근접사이트 간의 전위우물 중첩이 발생한다. 그 결과 large polaron(dielectric polaron이라고 포함)이 생성된다고 생각하였다. 이 경우 원자 상호간의 거리를 넘는 전위의 확장에 의하여 교류 손실이 발생하게 된다. Long에 의하여 제시된 overlapping large polaron tunneling(OLPT)모델에 따른 주파수 지수 s 의 온도의존성은 다음과 같이 나타낼 수 있다.²⁷

$$s = 1 - \frac{4 + 6\beta W_{HO} r_p' / R_{\infty}^2}{(1 + \beta W_{HO} r_p' / R_{\infty}^2)} \frac{1}{R_{\infty}} \quad (2)$$

여기서 $R_{\infty} = 2\alpha R_0$ (R_0 는 최적 hopping 거리, α 는 파동함수 감소상수), $\beta = k_B T$, $r_p' = 2\alpha r_0$ (r_p 는 polaron 반경) 그리고 $W_{HO} = e^2 / 4\epsilon_p r_p$ 로 e 는 전하량, $\epsilon_p = 1/\epsilon_{\infty} - 1/\epsilon_0$ 이다.

Eq(2)에서 알 수 있듯이 OLPT모델에서 주파수 지수 s 는 polaron의 반경에 의존하게 된다. r_p' 가 큰 경우, 주파수 지수 s 는 연속적으로 감소하게 되며 QMT모델에서 제시한 것처럼 전도 carrier는 속박상태의 polaron에서 자유전하로 변화하게 된다. 그러나 작은 r_p' ($r_p' < 5$)의 경우 주파수 지수 s 는 온도의 증가와 더불어 어떤 온도에서 최

소치 (s_{min})를 나타내며, 이 경우 주파수 지수 s_{min} 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.²⁰⁻²⁴⁾

$$s_{min} = 1 - 5/2(\beta W_{HOP}^p)^{1/2} \quad (3)$$

그러나 주파수 지수 s 는 온도의 증가와 더불어 다시 증가하는 small polaron QMT모델과 매우 유사한 경향을 나타내게 된다.²⁰⁻²⁴⁾

Fig. 5에 나타난 것처럼 주파수 지수 s 는 온도의 증가와 더불어 감소하기 시작하였으며 190 K에서 최저치를 나타내며, 다시 온도의 증가와 더불어 증가하고 있음을 알 수 있다. 이전의 LSF계의 직류전도 특성에 관한 연구 결과에 따르면 LSF계의 전기전도는 small polaron으로 이루어지고 있으며,²⁸⁾ 또한 LSF계의 small Polaron 반경은 5 이하인 것으로 보고되고²⁹⁾ 있는 것을 고려하여 볼 때 LSF의 교류전도는 small polaron QMT모델에 의하여 이루어지고 있는 것으로 사료된다. LSF의 교류전도는 단순한 QMT와 HOB모델로 설명할 수 없으며, Long 등²⁷⁾이 제시한 QLPT모델에 따른 polaron의 반경이 적을 경우에 성립하는 small polaron QMT모델이 LSF의 교류전도 특성을 설명하는 최상의 모델로 사료된다. 그러나 정성적인 해석보다는 정량적인 해석을 위하여 최적 hopping 거리 R_{ω} , 파동함수 감소상수 α 등을 조사하여 Eq(2)에 의한 온도변화에 따른 주파수 지수 s 의 온도변화를 정확히 조사하는 것이 LSF의 교류전도기구를 규명하는데 매우 중요하다고 사료된다.

4. 결 론

본 실험에서는 La_{0.7}Sr_{0.3}FeO₃세라믹스의 유전특성 및 교류전도특성을 온도 및 주파수를 변화시키며 조사하였다. La_{0.7}Sr_{0.3}FeO₃세라믹스 주파수 지수 s 의 온도의존성은 온도의 증가와 더불어 감소하였으며 190 K에서 최저치를 나타내었다. 그 후 온도의 증가와 더불어 다시 증가하기 시작하였다. 이러한 주파수 지수 s 의 온도 의존성은 단순 QMT와 HOB모델로 설명할 수 없고 OLPT모델을 이용한 polaron의 반경이 매우 작은 경우 적용되는 small polaron QMT모델로 설명할 수 있었다.

Acknowledgement

본 연구는 2007년도 호원대학교 교내학술연구비 지원에 의하여 수행되었습니다.

REFERENCES

1. G. Chern, W. K. Hsieh, M. F. Tai, and K. S. Hsung, "High Dielectric Permittivity and Hole-doping Effect in La_{1-x}Sr_xFeO₃," *Phys. Rev.* **B58** 1252-56 (1998).
2. K. S. Roh, K.H. Ryu, and C. H. Yo, "Nonstoichiometry and Physical Properties of SrSn_{1-x}Fe_xO_{3-y} System," *J. Solid State Chem.*, **142** 288-93 (1999).
3. J. Matsuno, T. Mizokawa, A. Fujimori, K. Mamiya, Y. Takeda, S. Kawasaki, and M. Takano, "Photoemission and Hartree-Fock Studies of Oxygen-Hole Ordering in Charge-Disproportionated La_{1-x}Sr_xFeO₃," *Phys. Rev.*, **B60** 4605-08 (1999).
4. Y. D. Li, J. H. Zhang, C. S. Xiong, and H. W. Liao, "Ferromagnetism and Magnetoresistance in La_{0.67}Sr_{0.33}Fe_{0.07}Mn_{0.93}O₃," *J. Am. Ceram. Soc.*, **83** 980-82 (2000).
5. S. K. Park, T. Ishikawa, Y. Tokura, J. Q. Li, and Y. Matsui, "Variation of Charge-Ordering Transitions in R_{1/3}Sr_{2/3}FeO₃ (R=La, Pr, Nd, Sm, and Gd)," *Phys. Rev.*, **B60** 10788-95 (1999).
6. T. Ishikawa, S. K. Park, T. Katsufuji, T. Arima, and Y. Tokura, "Optical Spectroscopy of Charge-Ordering Transition in La_{1/3}Sr_{2/3}FeO₃," *Phys. Rev.*, **B58** R13326-29 (2000).
7. C. H. Kim, Y. R. Uhm, and J. C. Sur, "Mössbauer Studies of Perovskite Gd_{0.5}Sr_{0.5}FeO_{3-y}," *J. Kor. Phys. Soc.*, **37** 447-50 (2000).
8. Y. P. Lee, V. G. Prokhorov, J. Y. Rhee, K. W. Kim, G. G. Kaminsky, and V. S. Flis, "The Controlled Charge Ordering and Evidence of the Metallic State in Pr_{0.65}Ca_{0.35}MnO₃ Films," *J. Phys.:Condens. Matter.*, **12** L133-38 (2000).
9. T. Omata, K. Ueda, H. Hosono, M. Katada, N. Ueda, and H. Kawazoe, "Electrical and Magnetic Properties of Hole-Doped Sr_{1+x}La_{1-x}FeO₄," *Phys. Rev.*, **B49** 10194-99 (1994).
10. A. Chainani, M. Mathew, and D. D. Sarma, "Electronic Structure of La_{1-x}Sr_xFeO₃," *Phys. Rev.* **B48** 14818-25 (1993).
11. N. Nakamura and E. Iguchi, "Nonadiabatic Hopping Conduction in Sr_{1+x}La_{1-x}FeO₄ (0 ≤ x ≤ 0.20) below 300 K," *J. Solid State Chem.*, **145** 58-64 (1999).
12. N. Ikeda, K. Kohn, H. Kito, J. Akimitsu, and K. Sirator, "Dielectric Relaxation and Hopping of Electrons in ErFe₂O₄," *J. Phys. Soc. Jap.*, **63** 4556-64 (1994).
13. A. Seeger, P. Lunkenheimer, J. Hemberger, A. A. Mukhin, V. Yu Ivanov, A. M. Balbasov, and A. Loidl, "Charge Carrier Localization in La_{1-x}Sr_xMnO₃ Investigated by AC Conductivity Measurements," *J. Phys.:Condens. Matter.*, **11** 3273-90 (1999).
14. H. Jhnas, D. Kim, R. J. Rasmussen, and J. M. Honig, "ac-Conductivity Measurements on La₂NiO_{4+δ}," *Phys. Rev.*, **B54** 11224-29 (1996).
15. M. G. Kim, K. H. Ryu, and C. H. Yo, "Nonstoichiometry and Physical Properties of Two Dimensional Sr_{1+x}Nd_{1-x}FeO_{4-y} System," *J. Solid State Chem.*, **123** 161-67 (1996).
16. W. H. Jung, J. H. Sohn, J. H. Lee, J. H. Sohn, M. S. Park, and S. H. Cho, "Alternating-Current Electrical Properties of CaMnO₃ below Néel Temperature," *J. Am. Ceram. Soc.*, **83** 797-801 (2000).
17. C. Ang, Z. Yu, Z. Jing, P. Lunkenheimer, and A. Loidl, "Dielectric Spectra and Electrical Conduction in Fe-doped SrTiO₃," *Phys. Rev.*, **B61** 3922-26 (2000).
18. J. C. Dyre and T. B. Schroder, "Universality of AC Con-

- duction in Disordered Solids," *Rev. Mod. Phys.*, **72** 873-92 (2000).
19. J. C. Badot, V. Bianchi, N. Baffer, and N. Belhadj-Tahar, "Dielectric and Conductivity Spectroscopy of $\text{Li}_{1-x}\text{Ni}_{1+x}\text{O}_2$ in the range of $10\text{-}10^{10}$ Hz: Polaron Hopping," *J. Phys.: Condens Matter.*, **14** 6917-30 (2002).
 20. A. Mansingh, J. K. Vaid, and R.P. Tandon, "AC Conductivity of Vanadium Phosphate Glasses," *J. Phys.: Condens Matter.*, **8** 1023-33 (1975).
 21. S. Sen and A Ghosh, "AC Conductivity of Strontium Vanadate Semiconducting Glasses," *J. Phys.: Condens. Matter.*, **13** 1979-86 (2001)
 22. A. Mansingh, A. K. Sinha, P.N. Dheer, and M. Sayer, "Low Temperature AC Conductivity of Vanadium Dioxide Crystal," *Phil. Mag.*, **B50** 621-34 (1984).
 23. L. Murawski, "AC Conductivity in Binary $\text{V}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5$ glasses," *Phil. Mag.*, **B50** L69-74 (1984).
 24. S. Chakraborty, M. Sadhukhan, D. K. Modak, K. K. Som, H.S. Maiti, and B. K. Chaudhuri, "Study of AC Conductivity of BaTiO_3 -Doped $\text{V}_2\text{O}_5\text{-Bi}_2\text{O}_3$ Glasses Using Long's Overlapping Large Polaron Tunnelling Model," *Phil. Mag.*, **B71** 1125-35 (1995).
 25. L.G Austin and N. F. Mott, "Polarons in Crystalline and non-Crystalline Materials," *Adv. Phys.*, **18** 41-102 (1969).
 26. S. R. Elliott, "AC Conduction in Amorphous Chalcogenide and Pnictide Semiconductors," *Adv. Phys.*, **36** 135-217 (1987).
 27. A. R. Long, "Frequency Dependent Loss in Amorphous Semiconductor," *Adv. Phys.*, **31** 553-637 (1982).
 28. H. Nakatsugawa and E. Iguchi, "Electronic and Magnetic Properties Due to Co Ions in $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$," *J. Solid. State. Chem.*, **159** 215-22 (2001).
 29. S. Tajima, A. Masaki, S. Uchida, T. Matsuura, K. Fueki, and S. Sugai, "Infrared Reflectivity and Electronic State in Perovskite-Type oxides $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{FeO}_3$ and $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$," *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **20** 3469-85 (1987).