

# LDPE에서 공간전하분포와 측정전류의 시간특성에 대한 수치해석

論 文
49C-9-2

## Numerical Analysis about the Time Characteristics of Space Charge Distribution and Measured Current in LDPE

皇甫勝\* · 朴大喜\*\* · 南哲鉉\*\*\* · 權胤赫§ · 韓民九§§

(Seung. Hwang-Bo · Dae-Hee Park · Seok-Hyeon Nam · Yoon-Hyeok Kwon · Min-Koo Han)

**Abstract** - In this paper, in order to evaluate quantitatively the formation mechanism of space charge and its effects on the conduction characteristics in LDPE, we have carried out the numerical analysis on the basis of experimental results of space charge distribution, cathode field and current with time which had been simultaneously measured at applied field of 50 kV/mm and room temperature. As the models for numerical analysis, we employ the Richardson-Schottky theory for charge injection from electrode into LDPE and the band-tail conduction at crystalline regions and the hopping conduction by traps, which mainly exist at the interface regions of crystalline-amorphous region, for charge transport in LDPE. Furthermore, in order to investigate the influence of physical parameters on the time characteristics of space charge distribution and measured current, we have changed the values of trap density, activation energies for charge injection and transport, and have analyzed their effects.

**Key Words** : LDPE, space charge distribution, conduction, numerical analysis, PEA

### 1. 서 론

고전계 하에서 고분자 절연재료의 전기전도 및 절연파괴 특성은 공간전하에 의해 크게 영향을 받는 것으로 알려져 있다.[1-3] 그러나, 아직까지 그에 대한 정확한 물리적 메커니즘은 충분히 이해되지 않고 있다. 이러한 이유 중의 하나로써, 고분자 절연재료의 화학적 및 물리적 구조의 복잡성에 의한 물리적 인자값의 모호성을 들 수 있다. 한편, 시간에 따른 공간전하와 전도특성의 변화는 전극으로부터의 전하주입, 시료 내부에서의 전하의 전도 및 포획 과정과 밀접한 관련이 있는 것으로 보고되고 있다.[4] 따라서, 고분자 절연재료에서의 전기전도특성을 파악하여 절연성능을 향상시키고, 고신뢰도의 절연설계를 이루기 위해서는 고분자재료 내에서의 전기전도 특성과 형성된 공간전하가 전기전도 특성에 미치는 영향을 파악하는 것은 매우 중요하다.

최근, 국·내외적으로 새로 개발된 펄스정전용력법(Pused Electro-Acoustic method : PEA)[5,6]과 레이저유기압력파법(Laser Induced Pressure Pulse method : LIPP)[7,8] 등 공간전하 측정방법을 이용하여 고분자 절연재료에서 공간전하가 전도특성에 미치는 역할에 관한 연구가 활발하게 진행되고 있다. 그러나, 대부분의 연구가 고분자에서의 공간전하분포와

전도전류를 별도의 측정셀을 사용하여 측정함으로써, 동일 측정조건(계면압력, 표면상태, 시료처리 조건 등)에서 시간에 따른 공간전하와 전도특성의 직접적인 상관관계를 규명하지 못하고 있다. 또한, 이들을 동시에 측정한 경우에 있어서도 측정방법의 감도와 해상도 문제 등으로 인하여 정확한 공간전하 역할의 규명이 힘들었다.[9,10] 이에 따라, 기존에 보고된 전도 및 공간전하 특성에 대한 수치적 분석결과도 전류를 제외한 공간전하의 시간변화 결과만으로 수치해석을 실시함으로써 전극으로부터의 전하주입 효과와 전극-시료 계면전계의 시간변화 등을 충분히 고려하지 못하였다.[11]

이와같은 문제점을 고려하여, 본 연구에서는 기존의 펄스정전용력법을 개선하여 동일 측정셀 내에서 공간전하분포와 전류의 동시 측정을 가능하게 하였으며, 이미 LDPE에서의 전기전도와 공간전하 특성에 관한 실험결과를 보고하였다.[1] 이러한 실험결과를 바탕으로, 본 연구에서는 LDPE에서의 전기전도 특성과 공간전하가 전도특성에 미치는 영향을 보다 정량적으로 분석하기 위하여 수학적 전도모델을 설정하여 컴퓨터를 이용한 수치해석을 실시하였으며, 시간에 따른 측정전류와 공간전하분포의 상관관계를 규명하였다. 그리고, 이러한 수치해석 결과를 이용하여, LDPE에서의 트랩밀도(또는 호핑거리), 전하주입 및 hopping 활성화에너지 등의 물리적 인자가 공간전하분포 및 전류의 시간특성에 미치는 영향에 대해서도 분석을 실시하였다.

### 2. 실험장치 및 방법

실험장치 및 전극구조의 개략도를 그림 1에 나타내었다.

\* 正 會 員 : 湖南大 電氣電子工學部 助教授 · 工博

\*\* 正 會 員 : 圓光大 電氣電子材料工學部 副教授 · 工博

\*\*\* 準 會 員 : LG(주) 電力研究室 研究員 · 碩士

§ 準 會 員 : 서울大 電氣工學部 博士課程

§§ 正 會 員 : 서울大 電氣工學部 教授 · 工博

接受日字 : 1999年 11月 30日

最終完了 : 2000年 7月 25日

하부전극의 직경은 3 cm이고 가드링(guard ring)과 하부전극 사이의 간격은 2 mm이다. 입력펄스의 크기와 폭은 각각 750 V와 5 ns이었으며, 6 dB의 감쇄기(attenuator)를 이용하여 시료에서 입력전압펄스의 반사에 의한 왜곡을 억제시켰다. 또한, 압력파를 시간에 따른 전압신호로 변환하기 위하여, 9  $\mu$ m 두께의 PVDF 필름과 1 mm 두께의 PVDF 고무를 각각 압전 소자(변환기)와 흡수기(absorber)로 사용하였다.

검출된 출력전압신호는 HP8447F(주파수대역 : 0.1~1300 MHz, 이득 : 25+22 dB)를 사용하여 증폭하였으며, 디지털 오실로스코프와 Labview 프로그램을 사용하여 출력신호의 S/N 비를 향상시키기 위해 512회의 평균화 처리를 수행하였으며, 필터링과 deconvolution을 실시하였다. 그리고 전류는 전류계(Keithley 617)를 사용하여 직류스텝전압을 인가한 후와 방전한 후 각각 10분 동안 측정하였으며, 샘플링 속도는 1초로 하였다. 또한, 가능한 한 이전실험에 의한 영향을 줄이기 위하여 실험간격을 40분으로 하였다. 모든 실험은 공기순환식 오븐 내에서 실시하였다.

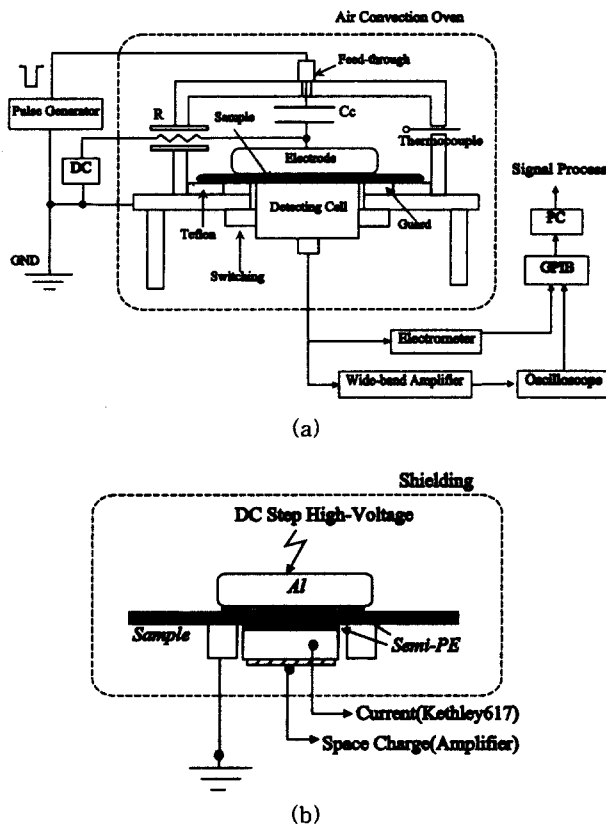


그림 1 실험장치(a) 및 전극구조(b)의 개략도  
 Fig. 1 Schematic diagrams of measuring system and electrode configuration

연구에 사용된 시료는 300  $\mu$ m 두께의 LDPE 필름으로 밀도는 0.920 g/cm<sup>3</sup>, 용융지수(MFR)는 0.25 g/10min이고, PET (polyethyleneterephthalate) 필름을 백킹(backing) 재료로 하여 120  $^{\circ}$ C에서 10분간 약 18 ton/m<sup>2</sup> 압력을 주어 만들어졌으며, 양쪽 전극재료로서 탄소충전 폴리에틸렌(약 130  $\mu$ m 두께)을 열적으로 부착하였다.[12] 실험이 끝난 후 FTIR 분광을 실시한 결과, 카보닐기(1720 cm<sup>-1</sup>)의 변화는 거의 발견되지

않았다.

### 3. 시간에 따른 공간전하분포와 측정전류의 실험결과

본 연구에서 수치해석 대상으로 설정한 실험결과는 시간변화에 따른 공간전하분포와 측정전류로서 각각 그림 2과 그림 3에 나타내었다. 이러한 공간전하분포와 측정전류는, 논문 [1]에 보고된 것과 같이 기존의 PEA법을 수정하여, 20 $^{\circ}$ C와 50 kV/mm의 실험조건에서 동시에 측정되었으며, 전류값은 실험오차에 의한 영향을 줄여주기 위하여 10분간 전압인가 후 마지막 20초 동안의 평균값으로 하였다.

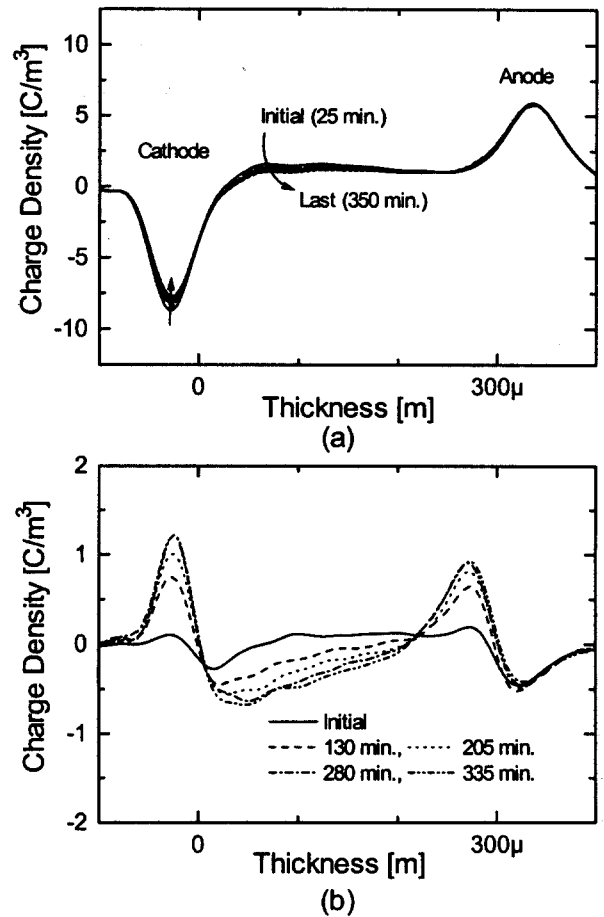


그림 2 시간에 따른 공간전하분포의 실험결과.(a) 전압인가 시, (b) 방전후)

Fig. 2 Experimental results of space charge distribution according to time ((a) under applied field (b) after discharging)

그림 2(b)에서 양극 근처에는 정(+)의 공간전하가, 음극 근처와 시료 내부에는 음(-)의 공간전하가 축적되고 있으며, 전압인가 시간의 증가에 따라 그 양이 서서히 증가하는 것을 확인할 수 있었다. 이것은 각각 음극과 양극으로부터 주입된 전자와 정공의 일부가 트랩에 포획되었음을 나타내며, 또한 이러한 동종전하의 형성은 전극으로부터 주입된 전하에 의한 전도가 시료 내부에서 생성된 전하에 의한 전도보다는 지배

적이라는 것을 나타낸다. 그리고, 상대적으로 큰 음의 공간전하가 음극근처에 형성된 것은, 전자와 정공이 트랩에 포획될 확률이 서로 거의 같다고 하면, 정공에 비하여 전자가 주된 전도전하(전자성 전도)임을 나타내는 것으로 볼 수 있다. 즉, 음극에서의 전자주입에 대한 활성화에너지(activation energy)가 양극에서의 정공주입에 대한 활성화에너지보다 낮다는 것을 의미한다.

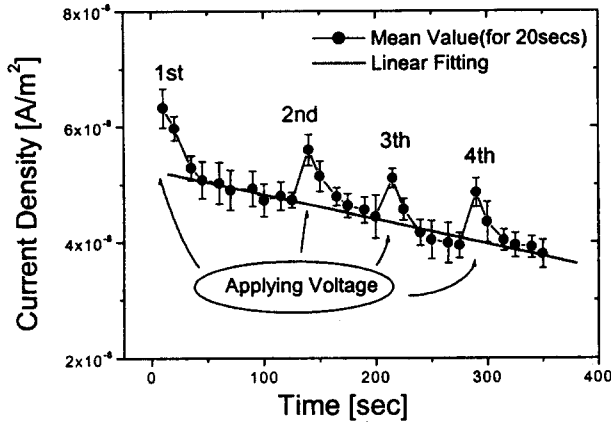


그림 3 시간에 따른 전류의 실험결과

Fig. 3 Experimental results of current according to time

그림 3에서는 충전시의 흡수전류를 제외하면 전류 피크(peak)는 관찰되지 않았다. 이것은 과도공간전하제한전류(Transient Space-charge Limited Current : Transient SCLC) 효과가 나타나지 않았으며 상대적으로 산화 등에 의한 트랩밀도가 작다는 것을 의미한다고 볼 수 있다.[4,13] 그리고, 측정전류는 시간 증가에 따라 서서히 감소하는 경향을 나타내고 있는데, 이러한 시간특성은 인가전계가 크고 충전시간이 충분하면 전도전류에 비하여 유전체 내의 극성분자에 의한 분극전류의 영향은 거의 무시할 수 있다[14]는 점으로부터, 그림 2에 표시된 공간전하분포의 변화와 깊은 연관이 있는 것으로 생각할 수 있다.[3] 실제 방전전류를 측정된 결과, 약 5분 이상의 충전시간에서는 충전시의 측정전류에 비해 무시할 수 있을 정도로 작은 것을 확인할 수 있었으며, 이는 LDPE 내에서 극성분자에 의한 분극의 영향이 아주 작음을 나타낸다.

그림 4는 그림 2(a)의 공간전하분포에서 음극전극 위의 전하량을 적분한 값으로서 반도체 전극과 LDPE의 계면전계, 즉 음극전계(cathode field)의 시간특성을 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이, 음극전계는 측정전류와 마찬가지로 시간에 따라 서서히 감소하는 경향을 나타내었으며, 이것은 전극으로부터의 전하주입이 공간전하에 의해 영향을 받았음을 의미한다. 즉, 시간증가에 따라 주입된 전하가 계면근처에서 트랩에 포획되는 절대량이 증가하고, 이는 다시 계면전계를 감소시켜 전극으로부터의 전하주입을 감소시키는 것으로 생각할 수 있다.

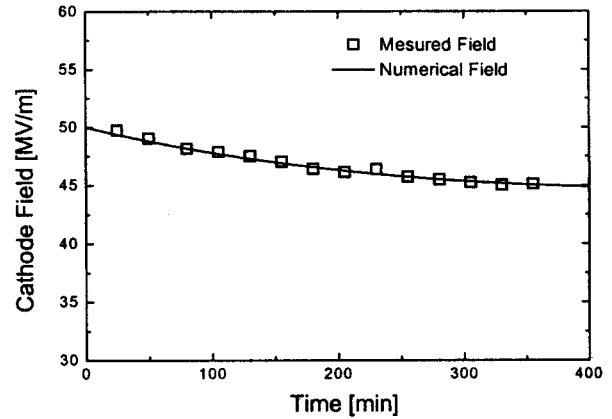


그림 4 그림 2(a)에서 음극 위의 전하량을 적분하여 구한 음극전계

Fig. 4 Cathode field from the charge amount on the cathode in Fig. 2(a)

#### 4. 수치해석의 모델과 방법

##### 4.1 전하 주입과 전도에 관한 모델

현재까지 전극으로부터 유전체(절연체)로의 전하주입에 대한 명확한 수식은 아직 정립되어 있지 않으며, 일반적으로 온도, 계면전계와 활성화에너지(또는 전위)의 함수로 알려져 있다.[15] 또한, 시료표면의 산화 등에 의한 트랩밀도에 의해서도 크게 영향을 받는 것으로 알려져 있다.[16] 이러한 점을 고려하여, 본 수치해석에는 일정 온도와 인가전계의 실험조건을 고려하여, 다음과 같은 Richardson-Schottky 수식을 전극으로부터 시료로의 전하주입 모델로 가정하였다.[3,15]

$$J_{inj} = A(1-R)T^2 \exp\left(-\frac{\phi - \Delta\phi}{k_B T}\right) \quad (1)$$

여기서,  $A$ 는 Richardson 상수,  $R$ 은 반사계수,  $T$ 는 절대온도,  $k_B$ 는 Boltzmann 상수,  $\phi$ 는 전극으로부터 전하주입에 대한 활성화에너지이다. 반사계수  $R$ 은 전극에서 주입된 전하가 계면근처에 축적된 공간전하 또는 격자 등과 충돌하여 에너지를 소실하고, 다시 전극으로 회귀하는 비율을 나타낸 것으로, 항상  $R \ll 1$ 이며, 시료표면 상태에 크게 의존하는 것으로 보고되고 있다.[17] 그러나 다른 한편으로는, 이러한 주입된 전하의 반사성분을 유전체 표면에서의 확산에 의한 것으로 해석하는 경우도 있으며, 이 경우에 있어서는 수식 (1)의  $A(1-R)T^2$ 항은 다음과 같이 바뀌게 된다.[2]

$$A(1-R)T^2 \Rightarrow N\mu\left(\frac{k_B T}{\pi}\right)^{1/2}(4qF_i^3 \epsilon)^{1/4} \quad (2)$$

여기서,  $N$ 은 트랩밀도,  $F$ 는 계면전계이다.  $\mu$ 는 시료 표면에서의 확산계수로서 시료내부에서의 값과는 차이가 있으며, 시료표면 상태와 큰 관련이 있다. 수식 (1)에서  $\Delta\phi$ 는 전계에 의한 활성화에너지의 감소량을 나타내며, 일반적으로 다음과 같이 주어진다.

$$\Delta\phi = \left(\frac{q^3 F_i}{4\pi\epsilon}\right)^{1/2} \quad (3)$$

그리고, 고분자 절연재료는 반결정성(semi-crystalline) 물질로서 결정성 영역과 비정질 영역이 혼재되어 있는 구조를

가지고 있다. 따라서, 주입된 전하가 고분자 내부를 전도하는 과정은 결정성 영역에서의 밴드테일(band-tail) 전도와 주로 결정성 영역과 비정질 영역의 계면에 존재하는 국재화된 트랩에 의한 호핑성 전도로 이루어져 있다고 생각할 수 있다.[18]

4.2 수치해석의 가정과 방법

본 연구에서 사용한 수치해석 방법은 충전시간에 따른 공간전하분포와 측정전류의 변화를 모두 분석대상으로 하겠다는 점을 제외하면 기본적인 원리는 [11]에 보고된 것과 유사하다. 그리고, 본 연구에서는 수치해석의 간편성을 위하여 1차원적 모델(시료 두께방향만을 고려)을 가정하였으며, [1]에 보고된 실험결과들을 바탕으로 다음과 같은 가정을 하였다.

1. 인가전계는 충분히 커서 시료내부에서의 확산, 재결합, 극성물질의 분극 및 열적으로 생성되는 전하는 무시 가능하다.
2. 음극(x=0)에서의 전자 주입과 양극(x=d)에서의 정공 주입 기구는 수식 (1)에 의해 표현 가능하다. 또한, 전체 전도 전류(j)는 단일에너지 준위에 의한 hopping 전도(j<sub>h</sub>)와 band-tail 전도(j<sub>b</sub>)의 합으로 표현 가능하다.
3. j<sub>b</sub>는 시료 전체에 걸쳐 일정하다. 이것은 실제 트랩되는 비율이 매우 작을 때 적용 가능하다.

위의 가정을 적용하면, 트랩에 의해 포획된 전하에 대한 연속방정식(continuity equation)은 다음과 같이 간략화될 수 있다.

$$\frac{\partial \rho_i(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial j_h(x, t)}{\partial x} \tag{4}$$

여기서  $\rho_i(x, t) = q(p_i - n_i)$ 로서, 포획된 전자와 정공에 의한 전체 전하밀도의 합이다. 또한, j<sub>h</sub>는 전자에 의한 hopping 전류 j<sub>hn</sub>(x, t)와 정공에 의한 hopping 전류 j<sub>hp</sub>(x, t)로 이루어져 있으며, 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$j_{hn}(x, t) = qn_i(x, t)\lambda\nu \left[ \exp\left(-\frac{\varphi_n - \frac{1}{2}q\lambda F(x, t)}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{\varphi_n + \frac{1}{2}q\lambda F(x, t)}{k_B T}\right) \right] \tag{5}$$

$$j_{hp}(x, t) = qp_i(x, t)\lambda\nu \left[ \exp\left(-\frac{\varphi_p - \frac{1}{2}q\lambda F(x, t)}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{\varphi_p + \frac{1}{2}q\lambda F(x, t)}{k_B T}\right) \right] \tag{6}$$

여기서, λ는 호핑 거리, F는 시료내부전계, φ는 hopping에 대한 활성화에너지이며, 첨자 n은 전자 성분을 의미하며, p는 정공성분을 의미한다. ν는 트랩된 전하의 탈출주파수로서 근사적으로 다음과 같이 표시될 수 있다.[19]

$$\nu = \frac{k_B^3 T^3}{g h^3 \nu_0^3} \tag{7}$$

여기서, h는 Plank's constant(6.6261×10<sup>-34</sup>Js), g는 트랩된 전하가 이동할 수 있는 방향 수를 나타낸다. 그리고, ν<sub>0</sub>는 전하의 진동주파수를 나타낸 것으로 약 10<sup>12</sup>Hz로 보고되고 있다.[19] 따라서, ν는 상온에서 약 2×10<sup>13</sup>Hz정도이며, 본 수치

해석에서는 편의상 1.9×10<sup>13</sup>Hz를 사용하였다. 수식 (5)와 (6)에서 전체 F(x, t)는 Poisson 방정식을 사용하여 구할 수 있으며, 다음과 같이 근사 가능하다.

$$\frac{\partial F(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon} \approx \frac{\rho_i(x, t)}{\epsilon} \tag{8}$$

여기서, ρ(x, t) = ρ<sub>f</sub> + ρ<sub>i</sub>로서 자유전하와 트랩된 전하의 전체 밀도이다. 이러한 근사는 충전시간이 어느정도 길면 시료내의 축적된 공간전하량이 증가하여, ρ<sub>i</sub> ≫ ρ<sub>f</sub> 이 성립하므로 적용 가능하다. 그리고, 실험에서와 마찬가지로 전류 측정이 음극전극 하부에서 이루어졌다고 가정하면, 측정된 전체 전류는 다음과 같이 음극에서 전자 주입, 시료에서의 정공 방출과 공간전하 축적에 의한 변위전류 성분(j<sub>ds</sub> = ∂σ<sub>n</sub>/∂t)으로 구성된다.

$$I(t) = j_{bn}(t) + j_{bn}(t) + j_{hn}(0, t) + j_{hp}(0, t) + \frac{\partial \sigma_n(t)}{\partial t} \tag{9}$$

여기서, σ<sub>n</sub>(t)은 음극표면전하밀도의 시간변화 성분으로서 다음 수식으로 계산가능하다.

$$\sigma_n(t) \approx - \int_0^d \frac{d-x}{d} \rho_i(x, t) dx \tag{10}$$

이러한 문제의 해는 해석적으로 구해질 수 없으며, 컴퓨터를 이용한 수치해석적인 방법을 사용하여야만 한다. 따라서, 수치해석적인 방법으로 풀기 위해 시료(0 ≤ x ≤ d)를 충분히 큰 M개의 균일한 간격(Δx)으로 나누었으며, 각각의 구간에서는 전하밀도와 호핑에 대한 전위장벽의 높이가 일정하다고 가정하였다. 그리고, 응용프로그램으로는 MATLAB을 사용하였다.

수치해석은 실험적으로 얻어진 공간전하분포와 측정전류의 시간변화와 수치해석 결과를 근사시키는 방법으로 진행하였으며, 실험상으로 얻어진 온도변화에 따른 측정전류값(논문 [1]의 그림 2)으로부터 φ<sub>n</sub>, φ<sub>p</sub>를 결정한 후, 물리적 인자인 λ, φ<sub>n</sub>, φ<sub>p</sub>, θ를 변경하면서 수치해석의 공간전하분포와 측정전류의 기울기를 조절하였다. 또한, 물리적 인자에 대한 공간전하분포와 측정전류의 의존성을 규명하기 위하여, hopping 거리 및 활성화에너지와 전하주입에 대한 활성화에너지를 변경시켜가며 그 변화를 조사하였다.

5. 수치해석의 결과

5.1 공간전하분포와 측정전류에 대한 수치해석

앞의 3절에 열거한 방법을 이용하여 수치해석을 실시한 경우에 있어서 사용된 물리적 인자값을 표 1에 나타내었다. 최근까지 고분자 절연재료에 있어서 이러한 물리적 인자값의 결정을 위하여 많은 연구자에 의하여 여러 가지 방법이 시도되고 있지만, 현재까지 뚜렷한 규명은 이루어져 있지 않은 실정이다. 또한, 각각의 연구자와 측정방법에 의해서 구해진 결과도 비교적 큰 차이들을 나타내고 있다.[13,19] 이에 따라 본 연구에 있어서도 가능한 한 다른 연구자에 의한 결과들을 반영하기 위하여 노력하였지만, 여전히 고분자 재료라는 특성에 기인한 인자값들의 모호성이 포함되어 있으며, 어느 정도 오차가 포함되어 있다고 할 수 있다. 그러나, 시간에 따른 공간전하분포와 전류의 실험결과를 바탕으로 한 이러한 수치해석은 물리적 인자의 크기와 상호연관성을 결정하는 하나의 방

법으로서 매우 의미있는 방법중의 하나로 생각된다.

표 1 수치해석에 사용된 물리적 인자 값  
Table 1 Values of physical parameters used in numerical analysis

Parameter	Value
M	50
$\nu$	$1.9 \times 10^{13} \text{ Hz}$
$\rho(0, x)$	$10^{-5} \text{ C}$
$\phi_n$	0.817 eV
$\phi_p$	0.8445 eV
$\lambda$	29 Å
$\phi_n$	0.85 eV
$\phi_n$	0.86 eV
A(1-R)	$0.112 \text{ A/m}^2 \text{ deg}^2$
$\theta$	0.2232
$\epsilon_r$	2.1

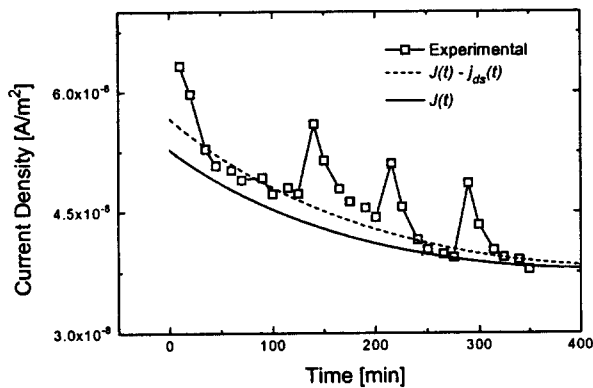


그림 5 수치해석에 의한 전류와 측정전류의 비교  
Fig. 5 Comparison of measured current with the numerical current

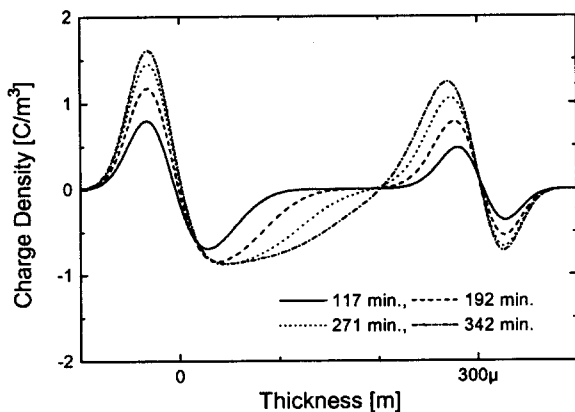


그림 6 수치해석에 의한 방전 후의 공간전하  
Fig. 6 Space charge distribution after discharging from numerical analysis

수치해석에 의한 전류  $J(t)$  와 공간전하분포의 변화를 각

각 그림 5와 그림 6에 나타내었다. 그림 5에는 전도전류, 즉 공간전하 형성에 의한 변위전류 성분  $j_{ds}(t)$ 를 제외한 전류도 함께 표시하였다. 그리고, 그림 4에 수치해석에서 구한 음극전계(numerical field)를 나타내었다. 이러한 수치해석 결과에서 알 수 있듯이, 계산된 음극전계와 전류는 측정된 실험결과와 만족할 만큼 일치를 나타내었지만, 접지한 후의 공간전하 분포는 그림 2(b)의 실험결과보다 약간 큰 값을 나타내었다. 이러한 현상은 음극전계가 거의 일치하였다는 사실을 고려하면, 전극근처에 포획되어 있던 전하의 일부가 방전시에 빠져 나오는 것으로 해석될 수 있다.

그림 7은 수치해석에서 구한 전류를 수식 (9)에 표시된 각각의 전류 성분으로 나타낸 것으로서, 상대적으로 정공에 의한 전도전류보다는 전자에 의한 전도전류 성분이 크고, deep 트랩에 의한 hopping 전류보다는 shallow 트랩에 의한 band-tail 전도가 큰 것을 알 수 있다. 또한, 주입된 전하의 축적에 의한 분극전류 성분도 전류의 기울기에 어느정도 영향을 미치고 있음을 알 수 있다.

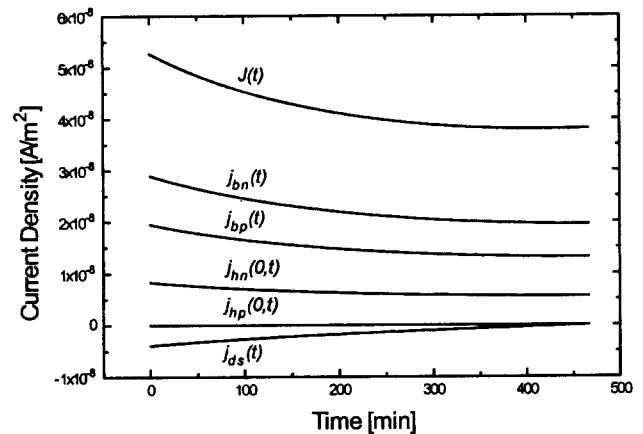


그림 7 수치해석 전류에 포함된 전류성분들  
Fig. 7 Current components included in numerical current

이러한 수치해석 결과로부터 전극 근처에 형성된 동종 공간전하의 시간분포는 deep 트랩을 통해 주입된 전하의 일부가 hopping 전도하는 것으로서 성공적으로 설명될 수 있으며, 측정전류가 시간에 따라 서서히 감소하는 경향은 전극근처에 형성된 동종 공간전하에 의한 계면전계의 감소로 전하 주입(주로 전자주입)이 감소하기 때문인 것을 알 수 있다. 그리고, 고전계에서 절연체 내에 공간전하가 형성되기 시작하면, 전류의 평형상태(steady state)가 만족되지 않는다는 사실로부터, 절연체의 순수한 전도전류를 측정하기 위해서는 극성분자에 의한 분극전류 뿐만 아니라 공간전하에 의한 분극전류 영향도 공간전하가 포화되기 전까지는 고려하여야만 한다는 것을 알 수 있다.

## 5.2 물리적 인자가 공간전하분포와 전류에 미치는 영향

앞절에서 실시한 수치해석에서 물리적 인자가 공간전하분포와 전류의 시간특성에 미치는 영향을 분석하기 위하여, 표 1의 인자값 중에서 먼저 호핑거리  $\lambda$ (또는 트랩분포  $\lambda^3$ )를 그

림 8과 같이 변경하면서 수치해석을 실시하였으며, 그 결과를 그림 8에 표시하였다. 그림 8에서 case 1, 2, 3에 대한  $\lambda$ 의 평균치는 각각 28, 28, 27Å이며, case 2와 3은 절연체 표면이 대기중의 산소와 결합하여 산화 또는 열화되어 트랩밀도가 증가한 경우에 해당한다.

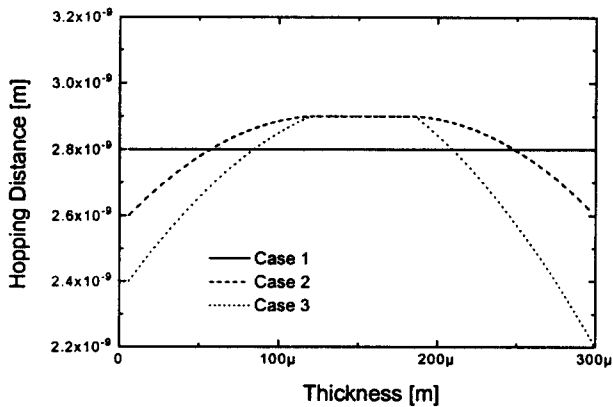


그림 8 호핑거리(또는 트랩분포)의 변화  
Fig. 8 Various hopping distance distribution

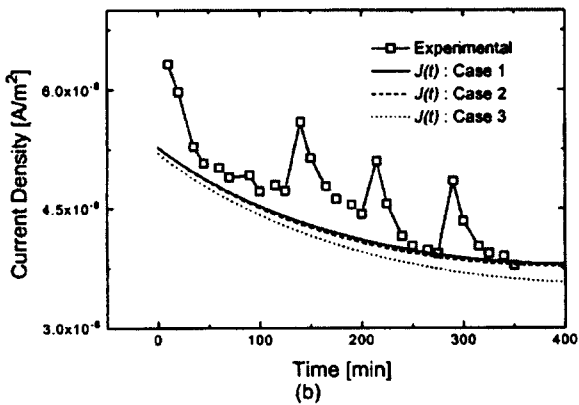
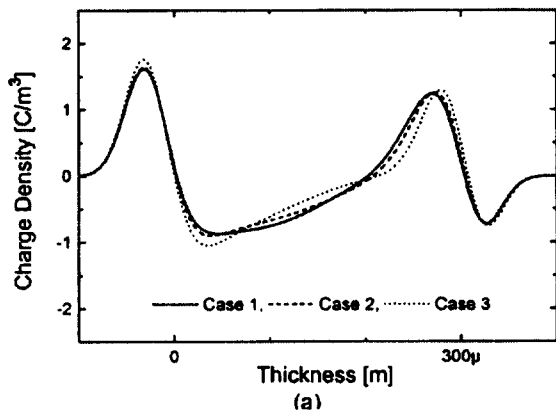


그림 9 호핑거리에 따른 공간전하분포(a)와 전류(b)의 변화  
Fig. 9 Variation of space charge distribution(a) and current(b) according to hopping distances

공간전하분포(그림 9(a))는 표면의 트랩밀도가 증가할수록 약간씩 증가하는 경향을 나타내었으며, 전체 전류는 시간에 따라 보다 급격히 감소하는 경향을 나타내었다. 이러한 현상은 표면트랩 밀도가 증가할수록 전극으로부터 주입된 전하들이 표면에서 트랩에 포획될 확률이 증가하고, 따라서 계면전계의 감소도 증가하는 것으로 해석될 수 있다. 하지만, 비교적 그 차이는 작아서 표면의 트랩밀도가 절연체 내부의 트랩밀도에 비하여 약 60% 정도 증가하여도 공간전하분포와 측정전류의 시간특성에 큰 역할을 하지 못한다는 것을 알 수 있었다.

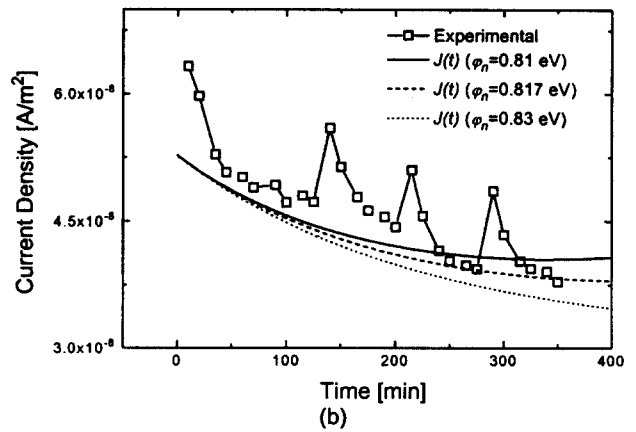
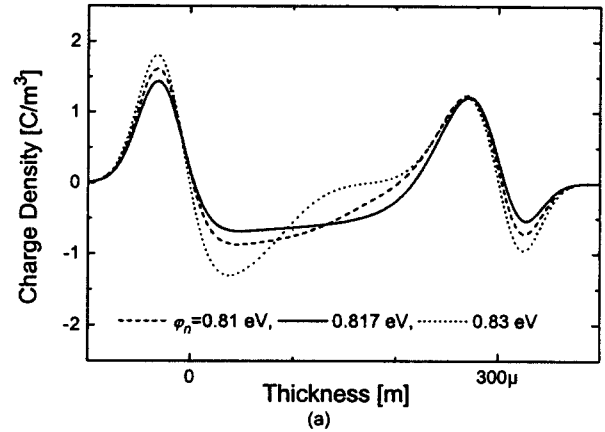


그림 10 hopping의 활성화에너지에 따른 전류(a)와 공간전하분포(b)의 변화  
Fig. 10 Variance of space charge distribution(a) and current(b) according to activation energy for carrier hopping

다음으로, 전하의 hopping에 대한 활성화에너지가 공간전하분포와 전류의 시간특성에 미치는 영향을 분석하기 위하여, 상대적으로 전자에 의한 전도가 정공에 의한 전도보다는 지배적이라는 점을 고려하여  $\varphi_n$ 를 고정시킨 후  $\varphi_h$ 를 각각 0.817, 0.81, 0.83 eV로 변경시켜가며 수치해석을 실시하였으며, 그 결과를 그림 10에 나타내었다.  $\varphi_n$ 이 증가할수록, 음극 근처의 부의 공간전하량은 증가하였으며, 전류는 더욱 급격히 감소하는 경향을 나타내었다. 이것은 트랩에 포획되어있는

전하들의 탈출률(detrapping rate)이 줄어들기 때문이고, 공간 전하의 모양과 전류의 시간특성은 트랩분포보다 트랩의 종류에 더 민감하다는 것을 말해준다.

또한, 음극전극으로부터 전자주입에 대한 활성화에너지가 공간전하분포와 전류의 시간특성에 미치는 영향을 조사하였으며,  $\phi_n$  값을 각각 0.85, 0.84, 0.86 eV로 변경하며 수치해석한 결과를 그림 11에 나타내었다.  $\phi_n$ 이 증가할수록 공간전하의 양은 전체적으로 비슷한 모양으로 줄어들었으며, 전체 전류의 기울기도 줄어들었다. 이것은 주입된 전자의 절대량이 줄어들어 순수한 트랩률(trapping rate)이 감소하고, 따라서 계면전계에 대한 영향도 줄어들기 때문으로서, 전류가 계면상태에 의해 큰 차이를 나타낼 수 있음을 나타낸다.

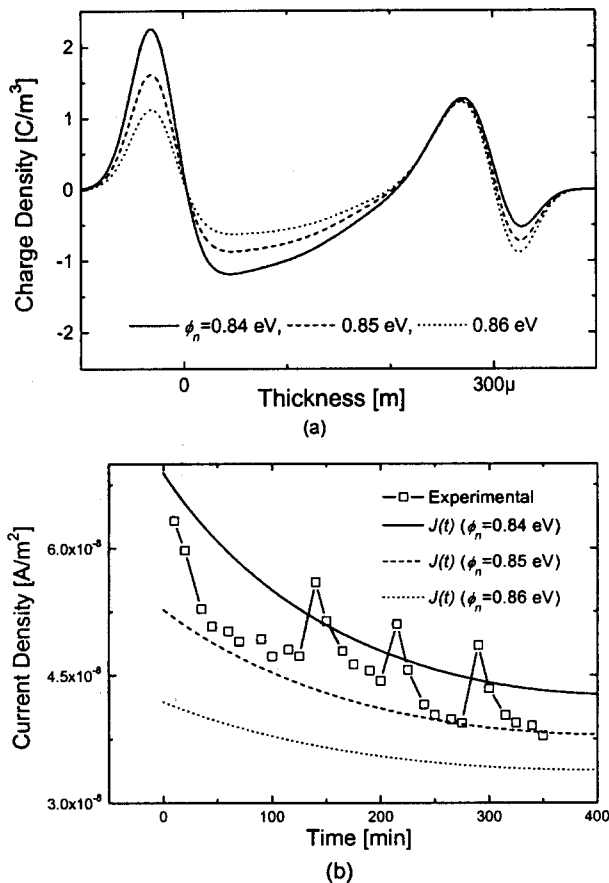


그림 11 주입장벽의 변화에 따른 공간전하분포(a)와 전류(b)의 변화

Fig. 11 Variance of space charge distribution(a) and current(b) according to activation energy for carrier injection

이러한 수치해석은 고전계에서 시간에 따른 전류와 공간전하분포의 변화는 밀접한 관련이 있으며, 절연체 내부에서의 불순물 준위에 의한 trapping rate와 detrapping rate, band-tail 전도, 전하의 종류 및 전극에서의 전하의 주입비율 등에 의해 그 시간 특성이 현저히 영향을 받는다는 것을 말해준다. 따라서, LDPE와 같은 고분자 절연재료의 전도특성 등을 파악하고자 할 때는 시간에 따른 공간전하의 형성과정과 그에 따른 전류의 변화를 반드시 고려하여야만 한다는 것

을 알 수 있다.

한편, 향후 좀더 자세한 물리적 현상과 변수에 대한 규명이 이루어진다면, 보다 정확한 수치해석이 가능하리라 생각되며, 시간에 따른 공간전하분포와 측정전류의 변화를 통하여 고분자 절연재료의 전기적 및 물리적 특성에 대한 보다 유용한 많은 정보를 얻을 수 있으리라 생각된다.

## 6. 결론

50 kV/mm의 전계와 20 °C에서 개선된 PEA법을 이용하여 동일 측정셀에서 측정된 시간에 따른 LDPE의 공간전하분포와 측정전류의 변화를 성공적으로 수치해석을 실시하였으며, 공간전하가 전도 특성에 미치는 영향을 정량적으로 분석하였다.

공간전하의 시간변화는 주입된 전하가 트랩에 포획되어 hopping 전도하는 것으로서 설명이 가능하였으며, 이러한 공간전하는 계면전계와 내부전계를 변경시켜 전도전류의 시간변화를 가져오고, 전류가 정상상태에 도달하지 못하도록 하였다. 또한, 측정전류에서는 전자성 전도가 지배적이었으며, 결정영역에 의한 band-tail 전도 성분이 hopping에 의한 전도 성분보다는 크고, 공간전하 측정에 의한 분극전류도 그 시간특성에 어느정도 영향을 미치는 것으로 파악되었다. 그리고, 주요 물리적인 인자들의 변화를 고려한 결과로부터, 공간전하분포와 전류의 시간에 따른 변화는 고분자재료 내부의 트랩 밀도보다는 전하주입과 트랩종류(hopping 활성화에너지)에 상대적으로 더 민감하다는 것을 알 수 있었다.

## 감사의 글

이 논문은 1998년 기초전력공학공동연구소(EESRC)의 "전력기술기초연구지원사업"에 의해 지원되었습니다.

## 참고 문헌

- [1] 황보 승, 신 두성, 윤 도홍, 한 민구, "반도전층/저밀도 폴리에틸렌에서의 전기전도 특성에 미치는 공간전하 효과", 전기학회 논문지, 제43권, 제8호, pp. 1240-1248, 1997.
- [2] J. J. O'Dwyer, "A Model for High Field Conduction in a Dielectric", IEEE Trans. El. Insul., Vol. EI-21, No. 2, pp. 121-127, 1986.
- [3] H. J. Wintle, "Schottky Injection Currents in insulators: The Effect of Space Charge on the Time Dependence", IEEE Trans. El. Insul., Vol. EI-12, pp. 424-428, 1977.
- [4] A. Many and G. Rakavy, "Theory of Transient Space-Charge-Limited Currents in Solids in the Presence of Trapping", Phys. Rev., Vol. 126, No. 6, pp. 1980-1988, 1962.
- [5] T. Takada, T. Maeno and H. Kushibe, "An Electric Stress Pulse Technique for the Measurement of Charges in a Plastic Plate Irradiated by an Electron Beam", Proc. 5th International Symp. On Electrets, pp. 450-455, 1985.
- [6] J. B. Bernstein, "Analysis of the Electrically Stimulated

Acoustic-Wave Method for Observing Space Charge in Semi-insulating Films”, Phys. Rev. B: Vol. 44, pp. 804-814, 1991.

[7] G. M. Sessler, J. E. West, R. Gerhard-Multhaupt and H. von Seggern, “Direct Measurement of Trapped-Charge Profiles in Irradiated Polymer Films”, Ann. Rept. Conf. El. Insul. Dielectric Phenom., pp. 58-64, 1982.

[8] T. Mizutani, “Space Charge Measurement Techniques and Space Charge in Polyethylene”, IEEE Trans. El. Insul., Vol. 1, No. 5, pp. 923-932, 1994.

[9] Y. Suzuoki, H. Muto, T. Mizutani and M. Ieda, “Effect of Space Charge on Electrical Conduction in High-Density Polyethylene”. J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 18, pp. 2293-2302, 1985.

[10] Y. Suzuoki, H. Muto, T. Mizutani and M. Ieda, “The Role of Space Charge in the Electrical Conduction of Ethylene-Vinylacetate Copolymer”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 20, pp. 1053-1058, 1987.

[11] M. Fukuma, M. Nagao and M. Kosaki, “Computer Analysis on Transient Space Charge Distribution in Polymer”, Proc. of the 4th ICPADM, Vol. 1, pp. 24-27, 1994.

[12] K. S. Suh, J. H. Koo, S. H. Lee, J. K. Park and T. Tanaka, “Effects of Sample Preparations and Short Chains on Space Charge Formation in LDPE”, IEEE Trans. El. Insul., Vol. 3, No. 2, pp. 153-160, 1996.

[13] P. Fisher and P. Rohl, “Transient Current in Oxidized Low-Density Polyethylene”, J. Progr. Colloid Polym. Sci., Vol. 62, pp. 149-153 1977

[14] V. Adamec and J. H. Calderwood, “Electrical Conduction and Polarization Phenomena in Polymeric Dielectrics at low fields”, J. Phys. D : Appl. Vol. 14, pp. 1487-1497, 1978.

[15] K. C. Kao and W. Hwang, “*Electrical Transport in Solids*”, Chapter 2-5, Pergamon Press, Oxford, England, 1981.

[16] D. K. Das-Gupta, “Electrical Properties of Surfaces of Polymeric Insulators”, IEEE Trans. El. Insul., Vol. 27, No. 5, pp. 909-923, 1992.

[17] P. R. Emtage and J. J. ODwyer, “Richardson-Schottky Effect in Insulators”, Phys. Rew., Vol. 16, pp. 356-358, 1966.

[18] R. Nath, and M. M. Perlman, “Steady-State Bulk Trap-modulated Hopping Conduction in Doped Linear Low-density Polyethylene”, J. Appl. Phys., Vol. 65, pp. 4854-4858, 1989.

[19] L. A. Dissado and J. C. Fothergill, “*Electrical Degradation and Breakdown in Polymers*”, pp. 218-223, Redwood Press, England, 1992.

저 자 소 개

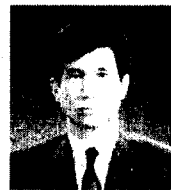


황보승 (皇甫勝)

1964년 5월 8일 생. 1987년 서울대 전기공학과 졸업. 1989년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1998년 동 대학원 전기공학과 졸업(공박). 1989~1991 LG전선(주). 현재 호남대학교 전기전자컴퓨터공학부 조교수

Tel : 062-940-5495

E-mail : hbs@honam.honam.ac.kr



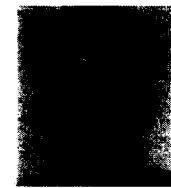
박대회 (朴大暉)

1954년 11월 10일생. 1979년 한양대 전기공학과 졸업. 1983년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1989년 일본 오오사카대학 전기전자공학과 졸업(공박). 1979~1991 LG전선(주). 현재 원광대학교 전기전자재료공학부 교수

학부 교수

Tel : 063-850-6349

E-mail : parkdh@wonmns.wonkwang.ac.kr



남석현 (南植鉉)

1974년 11월 26일생. 1998년 서울대 전기공학부 졸업. 2000년 동 대학원 전기공학부 졸업(석사). 2000년~현재 LG 전선(주) 전력연구실 연구원

Tel : 02-880-7992

E-mail : shnam@cable.lg.ac.kr



권윤희 (權胤赫)

1973년 5월 5일생. 1996년 서울대 전기공학부 졸업. 1998년 동 대학원 전기공학부 졸업(석사). 1998년~현재 동 대학원 전기공학부 박사과정

Tel : 017-243-7974

E-mail : kkyhttt@emlab.snu.ac.kr



한민구 (韓民九)

1948년 7월 21일생. 1971년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1979년 미국 Johns Hopkins Univ. 졸업(공박). 1979년 미국 뉴욕 주립대 조교수. 현재 서울대 공대 전기공학과 교수