

액정디스플레이 후판광원용 평판형 수은 형광램프의 2차원 시뮬레이션 연구

論 文

56-7-16

Two-Dimensional Simulation of Hg Flat Fluorescent Lamps for an LCD Backlight unit

尹賢鎭* · 李海準†

(Hyun Jin Yoon · Hae June Lee)

Abstract - The discharge phenomena in a flat fluorescent lamp for the backlight unit of liquid crystal displays are simulated by using a two-dimensional fluid model. The numerical methods for the calculation of plasma dynamics and the radiation transport are introduced for the discharge simulation and for the transmission of the vacuum ultraviolet lights. The simulation results are presented to compare the luminance and the luminance efficacy with the variation of gas pressure, gas mixture ratio, driving voltage, and frequency.

Key Words : 평판형 수은 형광램프, 플라즈마 시뮬레이션, 액정디스플레이(LCD) 후판광원(backlight unit, BLU)

1. 서 론

대형 평판형 디스플레이 장치로 널리 쓰이고 있는 액정디스플레이장치(LCD)에는 후판광원 (backlight unit, BLU)이 필요하다. 현재까지는 대각선 길이 32인치 정도인 중간크기의 LCD TV에 대해서는 여러 개의 작은 수은형광램프가 사용되고 있다. TV의 색상 균일도를 위해서 LCD를 통과해서 나오는 빛은 공간에 대해서 균일해야 하며, 따라서 광원의 균일성이 매우 중요하다. 이를 위해 일반적인 BLU에서는 20에서 30개에 이르는 지름이 3-4mm인 CCFL (cold cathode fluorescent lamp)[1]과 확산판을 사용한다. 이러한 CCFL은 일반적으로 쓰이는 형광등과 마찬가지로의 작동원리를 갖고 있으며, 음극이 플라즈마에서 발생된 이온에 의해 손상된다는 단점이 있다. 이를 극복하기 위해서 전극을 lamp 튜브의 바깥에 두는 EEFL (external electrode fluorescent lamp[2-4]의 사용이 증가되고 있는 추세이다. 그러나, 42인치 이상의 대각선 길이를 지니는 대형 평판형 TV를 위해서는 CCFL이나 EEFL이 충분한 공간 균일성을 주지 못할 뿐만 아니라, 램프의 길이가 길어짐으로써 반응시간이 늦어진다는 문제가 생기게 된다. 또한, 대형 BLU를 위해서는 램프의 개수가 증가하여 인버터의 수 역시 증가하므로 대형 BLU를 위해서는 램프의 구조가 복잡해지고 가격이 상승하게 된다. 이러한 문제점을 해결하기 위해서 구조를 보다 간단히 하고 생산 단가를 낮추기 위해서 평판형 형광램프 (flat fluorescent lamp, FFL)를 BLU에 응용하고자 하는 연구가 1990년대 이후부터 심도있게 연구되었다[5-7].

대형 TV의 후판광원으로 쓰이기 위해서는 낮은 생산 가

격에 고휘도 고효율을 지닌 램프가 필요하며, 이를 디자인하기 위해서는 방전 현상을 시뮬레이션 할 수 있는 모델이 필요하다. 본 연구에서는 수은 기체를 사용하는 평판형 형광램프의 광효율 개선을 위해 2차원 유체 시뮬레이션에 자외선의 수송현상을 결합시킨 시뮬레이션 모델을 소개하고 이 모델을 이용하여 Hg, Ne, Ar 3원가스를 포함한 FFL의 구동 전압 및 가스 압력의 변화에 따른 휘도 및 광효율의 양상을 설명하고자 한다. 본 논문의 구성은 다음과 같다. 2장에서는 본 연구에서 사용된 하전 입자 및 여기종을 다루기 위한 유체시뮬레이션의 방법과 수은에서 발생한 진공자외선의 수송현상에 대해 설명하며, 3장에서 시뮬레이션 결과를 소개하고 결론을 내리고자 한다.

2. 시뮬레이션 방법

2.1 방전 시뮬레이션

일반적인 유체시뮬레이션에서는 Boltzmann equation의 속도성분의 moment를 취해 얻어지는 연속방정식, 운동량 보존 방정식, 그리고 에너지 보존 방정식을 이용하여 플라즈마의 dynamics를 기술하고, 이 식을 Poisson 방정식 혹은 Maxwell 방정식과 함께 풀게 된다. 다루는 입자의 종류 i 에 대해 연속방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_i = S_i \quad (1)$$

이때 n_i 는 해당 종류 입자의 밀도, $\vec{\Gamma}_i$ 는 입자의 flux, 그리고 S_i 는 source 성분을 뜻한다. FFL에서 사용되는 압력은 수십 Torr 정도이기 때문에 전자와 중성기체와의 충돌이 매우 빈번하고, 따라서 운동량 보존 법칙은 다음과 같이 Drift-Diffusion 가정을 이용한 식으로 간단히 처리하게 된다.

$$\vec{\Gamma}_i = \pm \mu_i n_i \vec{E} - D_i \nabla n_i \quad (2)$$

* 正會員 : 釜山大 工大 電子電氣通信工學部 研究教授 · 理博

† 協心저자, 正會員 : 釜山大 工大 電子電氣通信工學部

助教授 · 理博

E-mail : haejune@pusan.ac.kr

接受日字 : 2007年 4月 27日

最終完了 : 2007年 6月 19日

이때 μ_i 는 하전입자의 부호에 따라 결정되며, μ_i 는 i 번째 종의 mobility, 그리고 D_i 는 확산 계수를 뜻한다.

또한, FFL과 같이 충돌이 빈번한 상황에서는 에너지를 흡수한 국소 영역에서 충돌에 의해서 에너지를 소비하게 되며, 충돌 및 transport에 관련된 변수들이 국소적인 전기장과 기체 압력의 비인 E/p 의 함수로 표현될 수 있다. 이를 Local field approximation 이라고 하는데, 이 근사식이 만족되는 경우에는 에너지 보존 방정식을 푸는 대신 충돌에 대한 계수들과 mobility 및 확산계수에 대해서 E/p 의 함수로 기술하는 근사식을 쓰게 된다. 이러한 계산을 위해 0차원 Boltzmann 방정식의 해를 구하는 BOLSIG code를 사용한다 [8]. 전기장에 대해서는 Electrostatic 경우이므로 Poisson 방정식을 풀게 된다.

$$\nabla^2 V = -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i n_i \quad (3)$$

이때 V 는 전위, q_i 는 i 번째 종의 전하량, ϵ_0 는 진공유전율을 뜻한다. 이로부터 전기장은 다음과 같이 계산된다.

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (4)$$

그림 1은 시뮬레이션에서 사용된 domain을 보여주고 있다. 서로 마주보는 두 glass 사이에 유전체를 두어 gap을 만들고 내부면에는 방전에 의해 발생된 ultraviolet(UV) 빛으로부터 가시광을 발생할 수 있도록 형광체를 도포한다. 상판부의 형광체는 빛이 잘 투과할 수 있도록 두께를 수십 마이크로미터 이내로 얇게 도포해야 한다. 상판과 하판 glass의 양쪽 끝단에 외부전극을 두고 이 사이에 수십 kHz의 주파수를 지닌 사인파 전압을 인가하여 방전을 일으킨다. 실제로 LCD TV용 FFL은 가로 길이가 TV의 폭 길이인 수십 cm 정도로 길지만, 시뮬레이션 상에서는 positive column의 효과를 보는 것이 목적이므로 그 길이를 10 cm 정도로 줄여서 관찰하였고, 상판과 하판 사이 간격도 실제 lamp의 경우보다 크게 시뮬레이션 하였다. 실제로 사용되는 FFL과는 크기 면에서 약간의 차이가 있지만, 이러한 parameter에 대해서도 시뮬레이션에서 얻어지는 물리적인 현상은 같기 때문에 유용한 정보를 얻을 수 있다. 시뮬레이션 영역은 그림 1에서와 같이 가로 10 cm와 높이 1.6 cm로 길이 방향이 긴 모양을 가진다. FDM (finite difference method) 방식을 사용하는 2 차원 유체 시뮬레이션을 위한 셀의 개수는 200×80 개로 총 16000개의 단위 셀로 시뮬레이션 영역을 분할하였다. 상판과 하판의 양 끝부분에 설치되어 있는 전극에 20-80 kHz 정도의 주파수를 갖는 1-2 kV의 사인파 전압을 180도의 위상차를 갖도록 인가한다.

사용하는 기체는 Ne, Ar, 그리고 Hg의 혼합이며, 이중 Hg가 빛의 생성에 가장 중요한 역할을 하고 Ne 및 Ar은 방전의 개시 및 안정성에 중요한 역할을 한다. Hg의 에너지 준위는 그림 2에서 보이는 바와 같다. Hg는 초기에 액상으로 주입되었다가 램프의 온도가 상승하면서 기화되어 혼합비 2% 미만이 된다. Ne과 Ar의 혼합비의 최적화도 필요한데, 대략 5-10% 정도의 Ar을 사용한다. Ne, Ar, Hg의 이온화 에너지는 각각 21.6, 15.76, 그리고 10.43 eV 이고, 가장 낮은 상태의 여기종에 도달하기 위한 임계에너지는 각각 15.8, 11.5, 그리고 4.67 eV 이다. 따라서 Ar 및 Ne에 의한

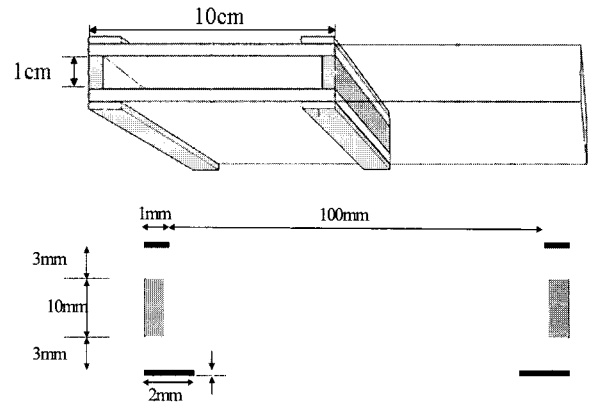


그림 1 FFL의 구조 및 2차원 시뮬레이션 domain
Fig. 1 The conceptual structure of FFL and a two-dimensional simulation domain

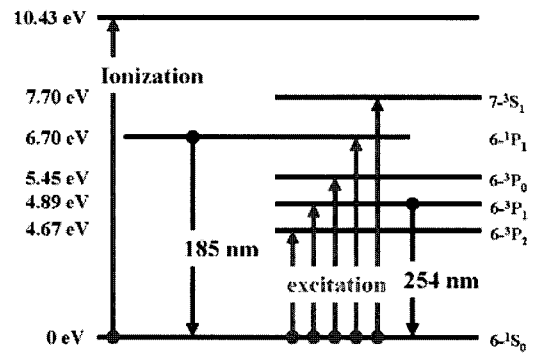


그림 2 시뮬레이션에서 사용하는 Hg의 에너지 준위
Fig. 2 The energy levels of Hg atoms that are considered in the simulation

Penning 효과도 방전에 중요한 역할을 하게 된다. 특히, 3P_1 상태의 Hg가 254 nm의 파장을 지니는 UV를 발생하는데, 그 에너지는 4.89 eV 이다. 요약하자면, 낮은 에너지를 지니는 전자는 주로 Hg의 여기화에 사용되고, sheath 영역 내에 주로 존재하는 높은 에너지를 지니는 전자는 Ar 및 Ne의 이온화에 사용된다.

시뮬레이션 코드에서는 전자와 Hg, Ar, Ne 가스간의 반응 계수 그리고 이온과 가스 상호간의 충돌 계수 데이터가 필요하다. 전자와 중성입자, 이온과 중성입자 그리고 중성입자 간의 충돌 반응 계수 데이터의 정확도가 시뮬레이션의 정확도에 중요한 영향을 미치므로 신뢰성 있는 반응 계수들을 구하는 일이 중요하다. 표 1에 표현된 전자의 충돌을 계산하기 위해서 그림 3에 그려진 충돌단면적으로부터 0차원 Boltzmann 방정식을 푸는 BOLSIG code[8]를 이용하여 반응계수를 계산하였다. 이온에 대해서는 반응 상수를 문헌을 통해 수집하고 이론식으로부터 계산하여 사용하였다. 표 1에 이에 대한 정보가 명시되어 있다.

표 1에서 보이는 바와 같이 빛을 내는 수는 여기종이 Quenching을 일으키는 경로로서 오직 수는 여기종들 간의 충돌만을 고려하고 전자 충돌에 의한 step ionization이 고려되지 않았고, 따라서 radiation trapping에 의해 빛의 방출이 저하되는 효과가 시뮬레이션에서는 실제보다 작게 보이게

표 1 시뮬레이션에서 다루고 있는 충돌 및 이온화를 위한 반응계수 (0 때, a 는 0차원 Boltzmann 방정식의 풀이에 의한 값을 의미함.)

Table 1 Rate coefficients and the considered reactions in the simulation (Here, a means that the quantity is calculated by using BOLSIG code.)

Electron impact excitation	반응계수
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hgr} (6^1P_1) + e$	a
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hgr} (6^3P_1) + e$	a
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hgrm} (6^3P_0) + e$	a
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hgrm} (6^3P_2) + e$	a
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}^{**} + e$	a
$e + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + e$	a
$e + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}^* + e$	a
Electron impact ionization	
$e + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$	a
$e + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}^+ + e + e$	a
$e + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}^+ + e + e$	a
Heavy particle collisions	
$\text{Ne}^* + \text{Hg} \rightarrow \text{Ne} + \text{Hg}^+ + e$	$6.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$
$\text{Ar}^* + \text{Hg} \rightarrow \text{Ar} + \text{Hg}^+ + e$	$9.0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
$\text{Hg}^* + \text{Hg}^* \rightarrow \text{Hg} + \text{Hg}^+ + e$	$3.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
$\text{Ne}^* + \text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne} + \text{Ne}^+ + e$	$1.0 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$
$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^+ + e$	$5.0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$

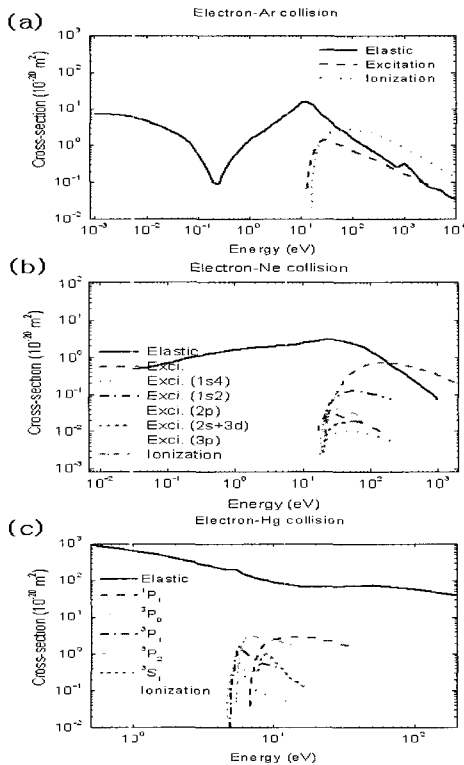


그림 3 전자와 (a) Hg, (b) Ar, (c) Ne 중성기체와의 탄성 충돌, 여기화 이온화에 관한 충돌단면적

Fig. 3 The cross sections of electron impact collisions for (a) Hg, (b) Ar, and (c) Ne neutrals

된다. 그러나, 결과에서 보이는 바와 같이 빛을 내는 수은 여기종의 밀도가 전자밀도보다 10 내지 100배 크고 metastable 상태의 여기종 밀도는 또한 이보다 훨씬 크므로 quenching에 대해서는 step ionization의 효과보다는 여기종 간의 충돌이 더 중요한 역할을 한다.

2.2 수은에서 발생한 자외선의 수송현상 분석

수은 형광램프에서 빛을 내는 수은의 여기종은 3P_1 및 1P_1 인데, 각각을 여기시키는데 필요한 에너지는 4.89 및 6.7 eV 이다. 따라서 positive column 내부에서는 전기장이 약하고 에너지가 큰 전자의 수가 적으므로 임계에너지가 낮은 3P_1 상태가 빛을 내는 데 중요한 역할을 한다. 여기종에서 방출된 빛은 방전 공간 내에서 진행하면서 중성 상태의 수은에 흡수되었다가 다시 방출되는 과정을 반복하게 되는데, 이러한 반복 과정을 결정짓는 가장 중요한 물리 요소는 방출되는 빛의 line broadening 및 기체의 흡수계수이다[9,10]. Line broadening은 불확정성 원리에 의한 natural broadening ($\Delta\nu_N$), 다른 원자들과의 충돌에 의한 pressure broadening, 온도 효과에 의한 Doppler broadening ($\Delta\nu_D$)으로 나뉘는데, 이중 pressure broadening은 동일 종류의 원자에 의한 resonance collision broadening ($\Delta\nu_R$)과 다른 종류의 원자에 의한 foreign gas broadening ($\Delta\nu_F$)으로 분류된다. pressure broadening 및 natural broadening의 경우에는 방출되는 빛이 Lorentzian line shape을 가지며, Doppler broadening의 경우는 Gaussian line shape을 가진다. 이를 토대로 He, Ne에 혼합된 Hg 원자의 broadening linewidth를 계산하면 Lorentzian line shape에 대해서는 mks 단위계에서 다음과 같이 표현된다[10,11].

$$\begin{aligned} \Delta\nu^L &= \Delta\nu_N + \Delta\nu_F + \Delta\nu_R \\ &= \frac{1}{2\pi\tau_v} + 9.52 \times 10^{-16} n_{\text{Hg}} + 6.15 \times 10^{-17} n_{\text{Ar}} \\ &\quad + 5.59 \times 10^{-17} n_{\text{Ne}} \end{aligned} \tag{5}$$

이때, τ_v 는 Hg에서 방출된 254 nm의 파장을 지나는 자외선의 transit time으로 125 ns이고 n_{Hg} , n_{Ar} , n_{Ne} 는 각 혼합기체의 밀도이다. 일반적으로 사용되는 FFL의 기체 압력이 40 Torr 정도이고 이중에서 Ne, Ar, Hg의 혼합비는 대략 90%, 9%, 1%이기 때문에 각 기체의 밀도를 대입하여 계산해보면 Ne 기체에 의한 foreign gas broadening이 가장 중요한 역할을 하며, $\Delta\nu^L = 7.39 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 이다.

Doppler broadening에 대해서 계산해보면

$$\Delta\nu^D = \sqrt{\frac{8k_B T_g \ln 2}{m_g}} \frac{1}{\lambda_0} = 5.96 \times 10^7 \sqrt{T_g} \tag{6}$$

이고, 이때 k_B 는 Boltzmann 상수, m_g 는 Hg의 질량, T_g 는 기체의 온도, 그리고 λ_0 는 방출되는 빛의 파장으로 254 nm 이다. 램프 내부의 가스 온도가 298 K이라고 가정하고 계산해보면 $\Delta\nu^D = 1.03 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 이다. 따라서, Doppler broadening의 linewidth가 pressure broadening의 linewidth

보다 크다는 것을 알 수 있다.

빛이 매질을 통과할 때 단위 길이 당 흡수되는 빛수를 뜻하는 흡수계수는 lineshape과 모양과 일치하고 lineshape의 중심부에서 최대값이 k_0 인 분포를 지닌다. Lorentz lineshape에 대해서는

$$k_0^L = \frac{\lambda_0^2}{8\pi\tau_v} \frac{g_2}{g_1} \frac{2}{\pi\Delta\nu^L} n_{Hg} \quad (7)$$

이고, 이때 g_1 및 g_2 는 상위 및 하위 에너지 준위의 degeneracy이다. 또한, Doppler line shape에 대해서는

$$k_0^D = \frac{\lambda_0^2}{8\pi\tau_v} \frac{g_2}{g_1} \frac{2}{\Delta\nu^D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} n_{Hg} \quad (8)$$

이다. 흡수계수의 최대값은 linewidth에 반비례하므로, Doppler broadening의 경우에 최대 흡수계수가 작아지는 것을 알 수 있다. 앞서 언급한 인자들을 이용하여 계산해보면, 40 Torr 압력에 1%의 수은이 포함된 경우 $k_0^L = 6.9 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $k_0^D = 7.3 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ 이다. 이를 이용하여 1 cm의 반지름을 지니는 실린더 모양의 방전 공간에서 발생한 자외선이 외부로 방출되기 전에 얼마나 많은 재흡수 과정을 거치는지를 계산해보면[12,13] Lorentz shape에 대해서는 대략 414회, 그리고 Doppler shape에 대해서는 대략 23540회 정도의 재흡수가 일어난다는 것을 알 수 있다. 흡수계수의 최대값은 Lorentz line shape의 경우에 더 크지만, Lorentzian 함수의 수학적 특성상 long tail이 형성되기 때문에 빛이 빠져나갈 수 있는 확률은 더 커지게 된다. 따라서, FFL에서 발생하는 빛이 수송되는 과정에서 가장 중요한 원리는 기체간의 충돌 현상에 의한 pressure broadening이다. 다른 기체와는 달리 수은을 사용하는 경우는 동위원소에 따라 방출되는 빛의 line shape의 중심이 미세하게 변화하기 때문에 실제로 재흡수 되는 빛수는 위에서 계산한 값보다 1/4 정도 더 작아지게 된다.

Pressure broadening에 의한 빛의 수송 현상을 다루는 방법은 Plasma display panel (PDP) 내부에서의 빛의 수송 현상을 다루는 방식과 같은 방법으로 $k_0^L R \gg 1$ 인 high opacity 가정을 이용하여 계산하였다[14]. 이때 R 은 다루고자 하는 시스템의 길이를 뜻한다.

2.3 가시광의 ray trace 계산

형광체 표면에 도달한 자외선은 가시광선으로 변환된다. 변환되는 가시광선의 파장은 형광체의 종류에 의해 결정되는데, 인간의 눈에 감지되는 가시광의 시감도 함수는 녹색 파장인 550 nm에 대해 최대값을 가지고 적색 및 청색 영역으로 가면서 감소한다. 본 연구에서 사용된 가시광의 ray trace 모델에서는 형광체의 각 면을 시뮬레이션 cell과 같은 크기의 patch로 나누고 각 형광체 patch에서 상판의 patch로 방출되는 가시광을 계산하였다. 그림 1에서 보이는 바와 같이 한 셀의 높이 보다는 길이가 훨씬 길기 때문에 가장 중요한 역할을 하는 것은 하판에 발린 형광체에서 방출되는 빛과 상판 형광체에서 투과되는 빛이다. aspect ratio가 길기 때문에 multiple reflection의 효과는 무시할 수 있을 만큼 작고, 따라서 가시광의 계산이 상대적으로 쉽다. 이때, 형

광체에서 방출되는 빛은 isotropic하다고 가정하였다.

한 주기 동안 가시광에 의해 방출된 에너지는 다음과 같이 계산된다.

$$W_{vis} = \int_{t_1}^{t_1+T} dt \int_{\text{window}} h\nu \Phi \hat{u} \cdot d\vec{S} \quad (9)$$

이때, Φ 와 ν 는 방출된 가시광의 flux 및 진동수, T 는 구동 전압의 주기, t_1 은 saturation이 되고 난 후의 임의의 시간, \hat{u} 는 가시광 flux의 방향, 그리고 적분은 한 주기동안의 시간 및 상판 window에 관한 면적분을 뜻한다. 이 식을 기반으로 550nm 파장을 지니는 가시광 1 W가 686 lumen이 된다는 조건을 이용하여 Luminance 및 광효율을 계산한다.

3. 결 과

Paschen 방전 이론에 의하면 이차전자 방출계수는 방전 개시전압에 매우 중요한 영향을 준다는 것이 알려져 있다. 이차전자 방출계수는 입사되는 이온 에너지의 함수로서 에너지가 증가할수록 그 값이 커진다. 그러나 유체 시뮬레이션에서는 개개의 입자의 에너지를 다루지 않으므로 이차전자 방출 계수는 대략적인 평균값을 사용한다. 따라서 벽면에서 발생하는 이차전자의 방출계수로 상수값을 이용하는데, 여기서 시뮬레이션의 오차가 생길 수 있다. 금속에 대해서는 이차전자 방출 계수를 Auger 이론을 통해 계산하지만, 유전체에 대한 이차전자 방출 계수의 정확한 계산 값은 알려져 있지 않다. 본 시뮬레이션에서는 다른 시뮬레이션에서도 많이 사용하는 조건인 유전체 면에 대한 이차전자 방출 계수로서 Ar 및 Ne에 대해 0.1-0.3 정도의 값을 사용하였고, 이온화 에너지가 낮은 무거운 입자인 Hg에 대해서는 더욱 작은 값을 사용하였다. 그림 4에서는 이러한 이차전자 방출계수의 불확실성이 주는 효과를 관찰하기 위해 서로 다른 값을 사용하여 시뮬레이션을 해보았다. 그림에서 보이는 바와 같이 이차전자 방출 계수의 변화는 발생하는 빛의 휘도나 전자밀도, 여기종의 밀도에는 큰 차이를 주지 않으면서 오직 방전효율에만 영향을 준다는 것을 알 수 있다. 이때 광 효율은 전체 투입된 에너지 중에 가시광 생성에 사용된 에너지의 비를 시감도를 고려하여 계산한 값이다. 플라즈마 방전에 사용된 소비전력, 램프 내부에서 생성된 UV가 형광체에 도달하는 과정, 그리고 이로부터 다시 생성되는 visible light이 상판으로 투과하는 양을 모두 계산하여 광효율을 계산한다. 2차원 시뮬레이션의 특성상 그림 1의 방전공간의 앞뒤면으로 나온 UV를 가시광으로 변환시키는 spacer에 발린 형광체의 효과를 고려하지 못했기 때문에 실제의 경우보다 광효율이 작게 나온다.

그림 4에서 보이는 바와 같이 이차전자 방출계수의 변화에 따라 전자 및 여기종의 밀도와 휘도에서는 거의 변화가 없다. steady state에서의 밀도는 생성되는 입자와 소멸되는 입자의 평형에 의해 결정되며, 길이가 긴 램프 방전의 경우 전극 근방에서의 현상 보다는 bulk 영역에서의 입자 밀도의 평형이 중요하기 때문에 steady state의 밀도 분포에 이차전자 방출 계수는 큰 역할을 하지 않는다. 그러나 방전 개시전압은 이차전자 방출계수가 클수록 감소한다. 밀도 및 휘도와는 달리 광효율에서는 이차전자 방출계수 변화에 따

른 차이가 미미하게 발생하는데, 이는 소모되는 전력의 차이가 생기기 때문이다. 이차전자 방출 계수가 더 클 때 소비 전력이 조금 감소하는 것이 관찰되었다.

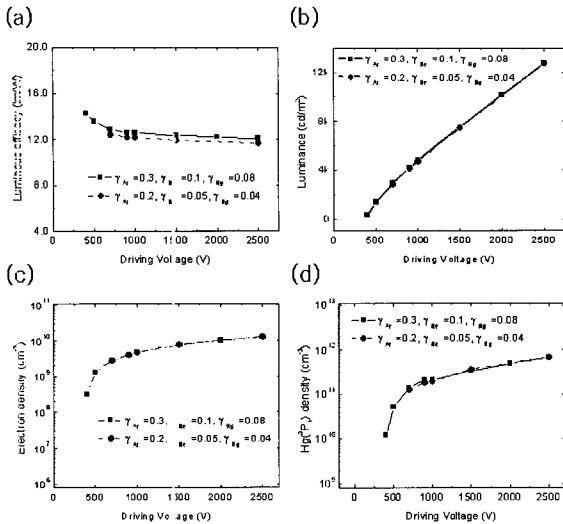


그림 4 2차전자 방출계수의 변화에 따른 (a) 광효율 (b) 휘도 (c) 전자밀도 (d) Hg 여기종 밀도 (가스압력 30 Torr, Hg-Ar-Ne 혼합비 1.4:3:95.6, 주파수 40 kHz)

Fig. 4 The effects of secondary electron emission coefficient and driving voltage on (a) luminous efficacy, (b) luminance, and the densities of (c) electrons and (d) Hg radiative states

그림 5 (a)-(d)는 하전입자 중인 전자, Hg⁺, Ne⁺, 그리고 Ar⁺ 이온에 대한 공간분포의 한 주기에 대한 시간 변화를 steady state에서 보여준다. 전자와 Hg⁺ 이온은 거의 전 영역에 걸쳐 균일하게 생성되고 그 밀도는 1×10⁹ cm⁻³ 이상이다. 이에 비해 Ar⁺와 Ne⁺의 최대 밀도는 3×10⁹ cm⁻³ 이하로서 전기장이 강한 전극 주변의 좁은 영역에만 밀도가 1×10⁹ cm⁻³ 이상이다. Hg⁺ 이온의 평균 밀도가 1×10¹⁰ cm⁻³ 이상임을 고려하면 그 밀도가 매우 작음을 알 수 있다. 그림 5의 (e), (f)는 UV를 방출하는 Hg 여기종 ³P₁ 및 ¹P₁의 밀도 분포를 보여준다. ¹P₁ state의 임계에너지가 ³P₁ state의 임계에너지보다 높고, decay time이 훨씬 짧기 때문에 ³P₁ state의 최대 밀도가 5×10¹¹ cm⁻³ 정도임에 비해 ¹P₁ state는 밀도가 매우 낮다. 따라서, Hg FFL에서 가장 중요한 입자는 Hg* ³F₁ 여기종이다.

그림 6은 Ar 3% 일 때 수은 원자의 함량을 변화시키면서 광효율, 휘도, 전자 밀도, 그리고 여기 원자 Hg ³P₁의 밀도를 나타내었다. 이 경우 구동전압은 40 kHz 주파수를 지니는 사인파를 이용하였으며, 기체 압력은 30 Torr를 사용하였다. 수은의 함량이 증가할수록 광범위한 구동전압 영역에서 Hg 여기종의 밀도가 증가하고 이에 따라 휘도가 함께 증가한다. 광효율도 역시 수은 함유량이 많아질수록 높아진다. 결과적으로 수은의 함량이 높은 경우 휘도가 증가하지만, 수은 함량이 낮은 경우에는 구동전압이 높아질수록 전체 에너지 소비량 중에서 전자생성에 소비되는 에너지의 비율이 증가하고 여기화에 사용되는 에너지 비율이 감소하므로 광효율은 떨어진다. 또한 수은 함량이 높아질수록 radiation

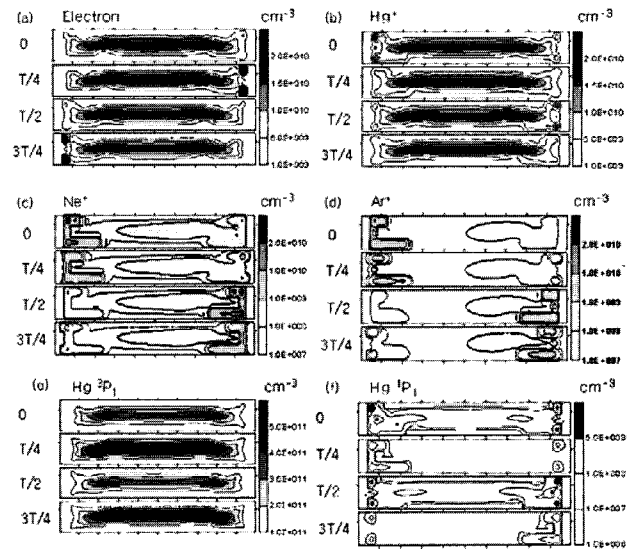


그림 5 FFL내부에서 한주기 동안의 (a) 전자, (b) Hg⁺ 이온, (c) Ne⁺ 이온, (d) Ar⁺ 이온, 수은의 여기종 (e) ³P₁ 및 (f) ¹P₁의 밀도분포의 시간에 따른 변화 (인가 전압 1kV, 가스압력 30 Torr, Hg-Ar-Ne 혼합비 1.4:3:95.6, 주파수 40 kHz)

Fig. 5 Time evolution of the density profiles of (a) electrons, (b) Hg ions, (c) Ne ions, (d) Ar ions, (e) the excited state of Hg ³P₁, and (f) the excited state of Hg ¹P₁.

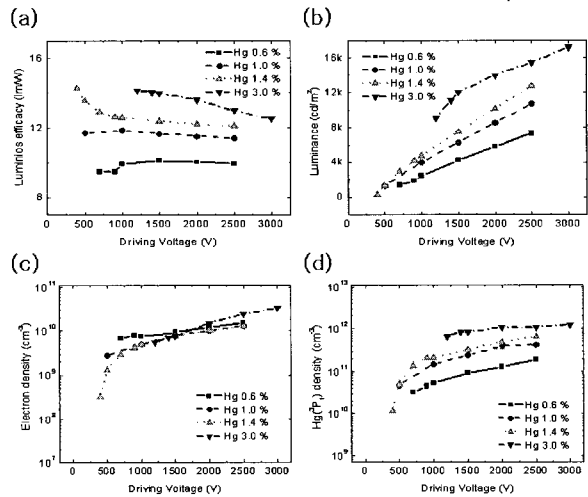


그림 6 Hg 혼합비의 변화에 따른 (a) 광효율 (b) 휘도 (c) 전자밀도 (d) Hg 여기종 밀도의 사인파형의 전압을 인가했을 때의 전압 의존성 (가스압력 30 Torr, Ar 혼합비 3%, 주파수 40 kHz)

Fig. 6 The effects of the partial pressure of Hg and driving voltage on (a) luminous efficacy, (b) luminance, and the densities of (c) electrons and (d) Hg radiative states

trapping 효과가 더 커지게 되므로 오히려 광효율이 떨어지는 파라미터 영역이 존재한다. 수은은 액체 상태에서 램프에 주입된 후 온도가 올라감에 따라 기화되기 때문에 수은 함량을 높이기 위해서는 주변 온도를 높여야 한다는 단점이 있다. 전자의 밀도는 좀 더 복잡한 양상을 보이는데, 구동전압이 낮은 경우에는 수은 함유량이 낮을 때 전자밀도가 높고 구동전압이 높을 때는 수은 함유량이 높을 수록 밀도가 높다. 그 이유는 Hg 혼합비의 변화에 따라 전자의 에너지 분포와 이온화 및 여기화 충돌 단면적으로부터 계산되는 반응계수의 값이 달라지기 때문이다. Hg 함량이 많아질수록 전자에너지의 평균값이 낮아지므로 이온화 충돌을 일으키는 전자의 양이 여기화를 일으키는 양에 비해서 줄어들기 때문에 낮은 구동전압에서는 오히려 Hg 함량이 높아질수록 전자밀도가 줄어드는 경향이 보인다.

그림 7은 외부전극에 인가한 주파수를 10 - 100 kHz 영역에서 변화시키면서 방전효율, 휘도, 전자 밀도, 그리고 여기 원자 Hg 3P_1 의 밀도를 나타내었다. 이 FFL에서 사용하는 주파수는 대략 100 kHz 미만이다. 이런 낮은 영역의 주파수대에서 플라즈마 밀도는 주파수에 따라 증가하는 경향을 보인다. 주파수가 높아질수록 전자가 에너지를 얻고 중성기체가 충돌하여 이온화할 가능성이 높아지기 때문이다. 그러므로 주파수 증가에 따라서 전자밀도가 증가하고 이로 인해 Hg 3P_1 의 밀도 및 휘도가 증가하였다. 그러나 일반적으로 주파수가 증가할수록 효율은 떨어지는 것이 관찰되었는데, 주파수의 증가에 따라 에너지 소비량이 휘도보다 더 크게 증가한 것이 원인이다. Hg 1.0%의 1 kV에서는 방전효율이 오히려 크게 떨어졌는데, 이는 Hg 혼합비가 작은 경우 낮은 영역의 주파수대에서 전자 생성량에 비해 여기중 생성량이 매우 작기 때문이다.

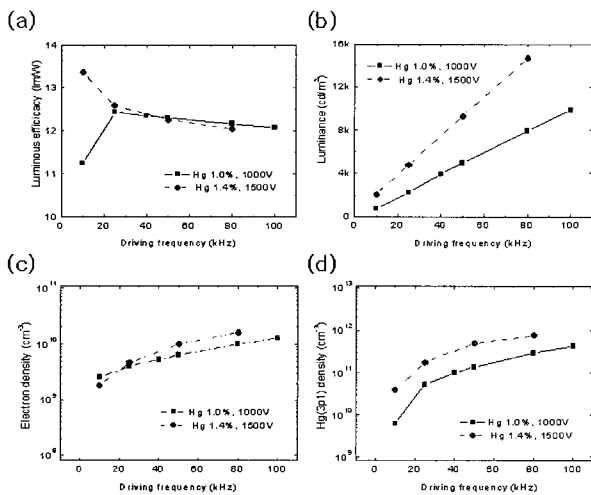


그림 7 전극에 인가한 주파수의 변화에 따른 (a) 광효율 (b) 휘도 (c) 전자밀도 (d) Hg 여기중 밀도. (가스압력 30 Torr, Ar 혼합비 3%)

Fig. 7 The effects of driving frequency on (a) luminous efficacy, (b) luminance, and the densities of (c) electrons and (d) Hg radiative states

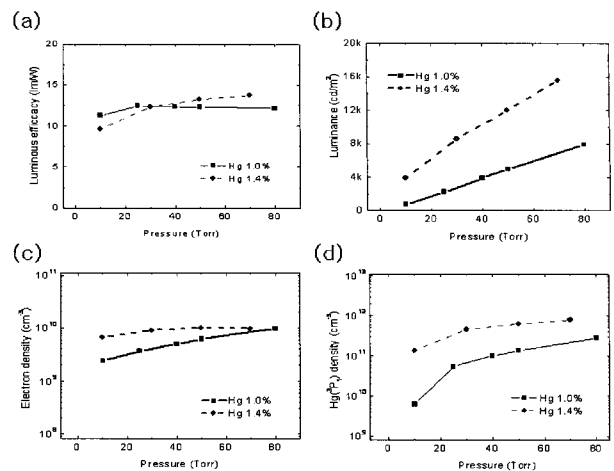


그림 8 인가전압 1.7 kV에서 방전가스의 압력의 변화에 따른 (a) 광효율 (b) 휘도 (c) 전자밀도 (d) Hg 여기중 밀도 (Ar 혼합비 3%, 주파수 40 kHz)

Fig. 8 The effect of gas pressure on a) luminous efficacy, (b) luminance, and the densities of (c) electrons and (d) Hg radiative states

그림 8은 수은 원자의 함량이 1%와 1.4%, 전극에 인가한 전압 1.7 kV 일 때 혼합기체의 압력을 10 - 80 Torr 영역으로 변화시키면서 광효율, 휘도, 전자 밀도, 그리고 여기 원자 Hg 3P_1 의 밀도를 나타내었다. 일반적으로 압력이 높을 수록 휘도와 여기 원자 Hg 3P_1 의 밀도가 증가하는 것을 알 수 있다. 수은함량 1.0%인 50 Torr 압력을 지닌 기체 내부의 수은의 부분압이 수은 함유량 1.4%인 30 Torr 기체 내부의 수은 부분압과 비슷하지만 전자밀도는 후자의 경우가 더 높음을 알 수 있다. 이는 동일한 Hg 함유량에 대해서는 Ne 및 Ar의 양이 적은 경우가 플라즈마 생성에 더 유리하다는 것을 말해준다. 전자 밀도의 차이로 인해 Hg 1.4%인 30 Torr에서의 여기중 밀도 및 휘도가 Hg 1.0% 50 Torr인 경우보다 높다는 것을 알 수 있다. 그러나 광효율을 살펴보면 두 경우의 광효율이 거의 동일하다.

그림 9는 전극에 인가한 전압을 증가시키면서 관찰한 방전효율과 휘도, 전자 밀도, 그리고 여기 원자 Hg 3P_1 의 밀도를 10 Torr 및 30 Torr에서 각각 나타내었다. Ar과 Hg의 혼합 비율은 각각 3%와 1.4%로 고정하여 시뮬레이션을 수행하였다. 방전효율은 전체 에너지 소비량 중에서 빛을 내는 여기중의 생성에 소모된 에너지를 뜻하며 광효율이 자외선의 재흡수, 가시광의 경로에 따른 효과 등을 모두 고려한 것에 비해 오직 전체 에너지 중에 얼마만큼이 자외선 생성에 사용되었는지를 말해준다. 30 Torr에서 전압을 증가시키면 방전효율은 그림의 결과와 같이 감소하는 것을 볼 수 있다. 그렇지만 10 Torr의 경우에는 인가전압을 증가시킬 때 방전효율의 경향은 1000 V 이하에서는 증가하다가 그 이상에서는 다시 감소한다. 동일한 기체 혼합비를 가지고 방전가스의 압력을 증가시키면 Hg의 양이 증가하므로 전자와 여기 원자 Hg 3P_1 의 밀도가 모두 증가하는데, 특히 여기중의 밀도 증가가 훨씬 크기 때문에 휘도는 압력에 따라 크게 증가한다. 흥미로운 사실은 기체 압력이 높을 때 낮은 전압에서는 방전이 일어나기 어려워지기 때문에 구동전압이 500 V

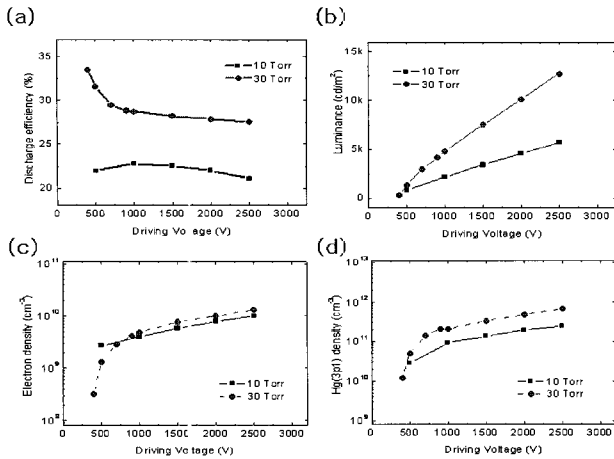


그림 9 방전가스의 압력과 사인파형의 인가전압의 변화에 따른 (a) 방전효율 (b) 휘도 (c) 전자밀도 (d) Hg 여기종 밀도의 압력 의존성 (Hg-Ar-Ne 혼합비 1.4:3:95.6, 주파수 40 kHz)

Fig. 9 The effect of gas pressure and driving voltage on a) discharge efficiency, (b) luminance, and the densities of (c) electrons and (d) Hg radiative states

이하인 경우에는 플라즈마 밀도가 급격히 감소하므로 오히려 압력이 10 Torr인 경우의 전자밀도가 30 Torr 일 때 보다 더 높다는 점이다.

4. 결 론

대형 평판형 TV의 수요가 증가함에 따라 LCD 후면광을 위한 평판형 램프의 요구가 증가하고 있지만 대형 평판형 램프는 기체의 압력이 비교적 높은 영역에서 구동되기 때문에 전자의 밀도 및 온도 측정을 Langmuir probe로 직접 측정하는 것이 어렵고, 따라서 정확한 시뮬레이션 연구가 요구된다. 본 연구에서는 디스플레이 장치용 플라즈마 시뮬레이션이 갖춰야 하는 플라즈마 dynamics의 계산, 자외선 수송 현상에 대한 계산, 그리고 가시광 계산의 3단계 과정에 대해서 설명하고 이를 이용한 유체 시뮬레이션 code를 사용하여 평판형 램프의 플라즈마가 존재하는 공간에서의 포텐셜 분포, 전자와 이온들의 밀도 분포 및 여기종의 밀도 분포 등을 계산하였다.

인가전압, 기체 혼합비, 기체 압력, 구동 주파수에 따른 광효율, 휘도, 전자밀도, 여기종 밀도의 의존성을 살펴본 결과, 인가전압과 수은의 함량이 방전 특성에 가장 중요하게 영향을 미치는 것으로 관찰되었다. 구동 전압이 높아질수록, 또 수은 함유량이 높아질수록 전자밀도와 빛을 방출하는 여기종 수은 원자가 많이 생성되고 따라서 휘도가 증가한다. 광효율은 일반적으로 수은의 함량이 높을수록 증가하고, 구동전압이 높아질수록 감소한다. 마찬가지로 기체 압력의 증가도 휘도 및 광효율 증가에 기여한다. 그러나 기체 압력이 증가하는 경우 방전 개시전압이 증가하는 단점이 있다. 또한, 주파수가 높아질수록 전자가 중성기체와 충돌하여 이온화하는 횟수가 많아지기 때문에 전자 밀도, 여기 원자의 밀도, 그리고 휘도가 주파수 증가에 따라 함께 증가한다. 그러나 광효율은 주파수 증가에 따라 감소하는 영역이 존재한다.

감사의 글

본 연구는 이 논문은 부산대학교 자유과제 학술연구비 (2년)에 의하여 연구되었습니다.

참 고 문 헌

- [1] R. Y. Pai, Society for Information Display (SID) Digest 27, 371 (1997).
- [2] T. S. Cho et al., Jpn. J. Appl. Phys. 41, 7518 (2002).
- [3] G. Cho et al., SID Digest 34, 1368 (2003).
- [4] Y. Takeda, M. Takagi, T. Kurita, Information Display Workshop Digest, 489 (2002).
- [5] T. Shiga et al., J. Lighting & Visual Environment 25, 10 (2001).
- [6] T. Shiga et al., SID Digest 34, 1330 (2004).
- [7] J. Lee et al., SID Digest 36, 1422 (2006).
- [8] W. L. Morgan and B.M. Penetrante, Computer Phys. Comm. 58, 127 (1990).
- [9] A. F. Molisch and B. P. Oehry, "Radiation Trapping in Atomic Vapours", Oxford University Press, New York (1998).
- [10] H. J. Lee and J. P. Verboncoeur, Phys. Plasmas 8(6), 3077 (2001).
- [11] D. J. Flannigan et al., Phys. Rev. Lett. 96, 204301 (2006).
- [12] A. F. Molisch and B. P. Oehry, W. Schupita, and G. Magerl, Comput. Phys. Commun. 74, 81 (1993).
- [13] A. F. Molisch and B. P. Oehry, W. Schupita, and G. Magerl, Comput. Phys. Commun. 77, 255 (1993).
- [14] H. J. Lee, H. C. Kim, S. S. Yang, and J. K. Lee, Phys. Plasmas 9(6), 2822 (2002).

저 자 소 개



윤 현 진 (尹賢鎭)

1968년 1월 18일생. 1999년 동아대 물리학과 박사. 2006년~현재 부산대학교 BK21 영상IT 산학공동사업단 연구교수
Tel : (051) 510 1544
Fax : (051) 513 0212
E-mail : bnisee@yahoo.com



이 해 준 (李海準)

1972년 2월 25일생. 1998년 포항공대 물리학과 박사 졸업. 2004년~현재 부산대학교 전자전기통신공학부 조교수
Tel : (051) 510 3516
Fax : (051) 513 0212
E-mail : haejune@pusan.ac.kr