

螢光燈 Positive Column에 대한 磁場인가 효과

論 文
31~3~1

Magnetic field effect on the positive column of fluorescent lamp

池 哲 根* · 金 昌 鍾**
(Chol-Kon Chee · Chang-Jong Kim)

Abstract

The effects on the characteristics of 20-W fluorescent lamp were studied when applying magnetic field to its positive column. First, when the direction of the magnetic field is axial, i.e., along the lamp, if the magnitude of the field is stronger than the critical field, lamp voltage is increased, lamp current decreased, luminous flux increased, starting voltage decreased, as increasing the applied magnetic field. At the magnetic flux density is 130 gauss, luminous flux is increased to about 6 percents and starting voltage is increased to about 45 percents. Second, when the direction of the magnetic field is transverse to the lamp axis, as increasing the applied magnetic field, lamp voltage is increased, lamp current decreased, luminous flux increased and starting voltage is nearly constant, but the rates of increase or decrease of this case is different from those of the first. At the magnetic flux density is 300 gauss, luminous flux is increased about 45 percents.

In both cases, electric power dissipated by lamps is the same as that of the lamp which magnetic field is not applied to.

1. 序 論

螢光放電燈은 glow放電의 positive column을 주로 이용하여 빛을 내는 放電램프이다. 이 positive column은 균일한 영역으로 陽이온과 陰이온(또는 電子)이 거의 같은 수로 존재하여 중성상태를 이룬다. 즉, 이른바 plasma 상태를 이루고 있는 것이다.^{(1),(2),(3),(4)} plasma는 크게 strongly ionized plasma와 weakly ionized plasma로 나누는데 전자에서는 電子-電子 충돌과 電子-이온 충돌에 주요하지만, 후자에서는 電子-分子 충돌이 주가 된다. 형광등 plasma는 후자에 속한다.

Positive column에서의 電流·電壓特性은 金屬導體에서와는 달리 負性特性을 나타내고 있어서 특별한 안전장치가 필요하게 된다.^{(1),(5),(6)}

螢光燈이 빛을 내는 원리는 다음과 같다.^{(1),(5),(7),(8)} 熱陰極으로부터 튀어나온 電子가 電界에 의해 加速되어 水銀 입자를 때리면 水銀 입자는 基底狀態(ground state)에서 勵起狀態(excited state)로 그 에너지 準位가 올라가게 되며(여기서, 勵起 시키기 위해서는 충분한 電子에너지가 필요하다. 즉, $mv^2/2=3kT_e/2$ 에서 T_e 가 중요시 된다.) 약 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 초후에 다시 基底狀態로 내려오면서 생기는 에너지($\Delta E=E_1-E_2=h\nu$)가 放射로 나오게 되는데 253.7nm의 共振線을 나타낸다. 이 紫外線은 螢光體⁽⁹⁾를 칠한 벽면을 지나면서 波長이 變位되어(stoke's law) 可視光線을 내게 된다. 그리하여 그림 6과 같은 스펙트럼 분포를 나타내게 된다.

현재 螢光燈의 효율은 약 45lm/W인데 이 효율을 높이기 위한 연구가 계속되었다. 電流와 電子溫度(T_e) 및 電壓과의 관계가 연구되었으며,^{(1),(8),(10),(11)-(18)} 그 외에 溫度 및 壓力^{(6),(7),(13)-(15)} 기타 관계^{(14),(16)}도 연구되었다. 그리하여 電流를 줄이므로(螢光燈 모양을 Helicoidal structure로 한 것,⁽¹⁰⁾ 램프내에 glass wool

* 正 會 員 : 서울대 工大 電氣工學科 教授 · 工博

** 正 會 員 : 서울대 大學院 電氣工學科

接受日字 : 1981年10月 5日

을 넣으므로 recombination을 이용한 것.^{(11), (12)}도 溫度를 낮추는 장치(電極위에 放熱板부착⁽¹³⁾)를 써서 그 효율을 높이코자 한 시도가 있었다.

본 논문은 positive column에 磁場을 管軸方向과 管軸에 직각方向으로 인가하는 경우의 螢光燈의 電壓, 電流, 光束, 스펙트럼, 起動電壓을 조사하고자 한다.

2. 理論的 考察

電場과 磁場이 같이 존재하는 경우의 荷電 입자의 운동에 관한 식으로는 Boltzman equation이 있는데 입자간의 interaction이 있는 경우에는 Langevin equation을 이용한다.^{(5), (20)~(25)}

$$m\dot{u} = -e(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - m\nu\vec{u} \quad (1)$$

m ; 電子의 質量

e ; 電子의 荷電量

ν ; 電子 충돌 frequency

\vec{E}, \vec{B} ; 외부 및 誘導 電磁氣場

\vec{u} ; drift velocity

電流밀도는 電子의 흐름, 즉 평균 drift velocity \vec{u} 에 대한 식으로 표시할 수 있다.

$$\vec{J} = -n_0e\vec{u}, \quad n_0: \text{電子수} \quad (2)$$

Maxwell curl equation은 $\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}, \nabla \times \vec{H} = \dot{\vec{D}} - n_0e\vec{u}$ 가 되고 traveling wave에서 \vec{E}, \vec{B} 및 \vec{u} 는 $\exp(ikz - i\omega t)$ 에 비례하므로

$$\partial/\partial t \rightarrow -i\omega \quad (3)$$

로 된다. (linearization)⁽²⁴⁾

위 관계식을 이용해서 전류밀도 \vec{J} 와 \vec{B} 에 대한 관계를 정리한다. 식 (1)에 (3)을 적용하면,

$$-im\omega\vec{u} = -e(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - m\nu\vec{u} \quad (4)$$

즉,

$$0 = -e(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})/m - (\nu - i\omega)\vec{u}$$

그러므로, 식 (2)로부터,

$$\vec{J} = n_0e^2(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})/[m(\nu - i\omega)] \quad (5)$$

식(5)를 변형하면,

$$\vec{J} = \sigma_0\vec{E} + \sigma_0\vec{u} \times \vec{B} \quad (6)$$

단, $\sigma_0 = n_0e^2/[m(\nu - i\omega)]$; 도전을 로 놓을 수 있다. 또 식 (6)은

$$\vec{J} = \sigma_0\vec{E} - \{\sigma_0\vec{J}/(n_0e)\} \times \vec{B} \quad (7)$$

즉,

$$\vec{J} = \sigma_0\vec{E} - \{e/[m(\nu - i\omega)]\} \vec{J} \times \vec{B} \quad (8)$$

로 된다.

한편, 放電램프에서의 램프電壓 V_l 은

$$V_l = (64/\pi)^{1/2} [X(T_e)]^{1/2} (kT_e/A - e) \text{ V/cm} \quad (9)^{(2), (3)}$$

로 알려져 있다. 즉 V_e 는 T_e 에 비례하는 것이다. 여기서 T_e 는 電子溫度^{(1), (2), (20)}이다. 또한 population of

6^2p (즉, 253.7nm의 共振線 放射) η 는 다음과 같다.⁽⁸⁾

$$\eta = n_a(g/g_a) \exp(-eV_e/kT_e) \quad (10)$$

즉,

$$\eta \propto \exp(-K/T_e), \quad K: \text{상수} \quad (11)$$

그러므로 식 (9)로부터 대략

$$\eta \propto \exp(-K'/V_e), \quad K': \text{상수} \quad (12)$$

로 쓸 수 있다.

또한 放電램프의 파괴電壓(즉, 起動電壓)은 다음의 비례식을 갖는다.⁽⁴⁾

$$V_B \propto (\omega/\nu) \quad \omega: \text{周波數}$$

2. A. 管軸方向으로 磁場을 인가하는 경우

그림 1의 (a)와 같은 장치와 (b)와 같은 좌표계에서 \vec{J} 에 대한 식은 다음과 같이 전개된다.

식 (8)로부터

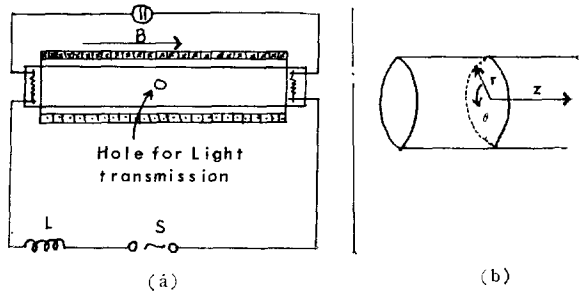


그림 1. 管軸方向 磁場인가 장치 및 좌표계
Fig. 1. Axial magnetic field applying device and its coordinate system

$$\vec{J} = \sigma_0\vec{E} + \{\omega_c/(\nu - i\omega)\} \vec{J} \times \hat{z} \quad (8)'$$

단, $\omega_c = -eB/m$; cyclotron frequency

\hat{z} ; z방향 단위 vector

로 쓸 수 있다. \vec{J}, \vec{E} 및 \vec{B} 를 cylindrical coordinate로 쓰면 아래와 같다.

$$\left. \begin{aligned} \vec{J} &= J_r\hat{r} + rJ_\theta\hat{\theta} + J_z\hat{z} \\ \vec{E} &= (E_r\hat{r} + rE_\theta\hat{\theta} + E_z\hat{z})\exp(-i\omega t) \\ \vec{B} &= (B_r\hat{r} + rB_\theta\hat{\theta} + B_z\hat{z})\exp(-i\omega t) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(이후, $\exp(-i\omega t)$ 는 생략함)

식 (13)을 이용해서 (8)'를 성분별로 정리한다. (여기서 $E_\theta = 0, B_r = B_\theta = 0$, 그리고 $E_r = \text{radial potential}$ ^{(2), (3), (4)}이다.)

$$J_r = \sigma_0E_r + \{\omega_c/(\nu - i\omega)\} rJ_\theta \quad (14)$$

$$J_\theta = (1/r) \{\omega_c/(\nu - i\omega)\} (-J_r) \quad (15)$$

$$J_z = \sigma_0E_z \quad (16)$$

$\vec{B} = 0$ 인 경우(즉, $\omega_c = 0$)는 다음과 같다.

$$J_r = \sigma_0E_r \quad (14)'$$

$$J_\theta = 0 \quad (15)'$$

$$J_z = \sigma_0E_z \quad (16)'$$

식 (14), (15)를 절댓값으로 쓰면 아래와 같다.

$$J_r = \{\sigma_0/[1+(\omega_c/\nu)^2]\} E, \quad (17)$$

$$J_\theta = \{\sigma_0/[1+(\omega_c/\nu)^2]\}(-\omega_c/r\nu)E, \quad (18)$$

여기서

$$\sigma_r = \{\sigma_0/[1+(\omega_c/\nu)^2]\},$$

$$\sigma_\theta = \sigma_0(\omega_c/\nu)/[1+(\omega_c/\nu)^2]$$

이라고 하면, (ω_c/ν) 에 대한 σ_r, σ_θ 의 값은 그림 2와 같다. 그림 2에서, 보통 ν 가 평상치 크므로(약 $10^8 \sim 10^9$ order), (ω_c/ν) 는 1보다 작아서 σ_r 은 계속 감소하고 σ_θ

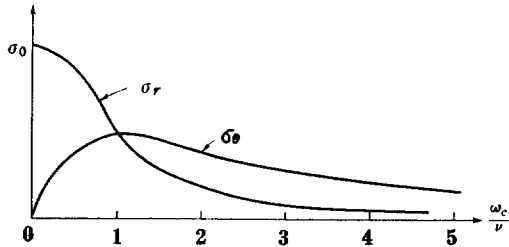


그림 2. σ_r 및 σ_θ 의 ω_c/ν 에 대한 그래프
Fig. 2. Graph of σ_r and σ_θ as a function of ω_c/ν

는 계속 증가하는 영역에서만 다루게 된다. 그러므로 B 가 증가할 수록 J_r 은 계속 감소하고 J_θ 는 계속 증가하게 된다. 즉, 磁場이 증가함에 따라 電子는 螢光燈벽면으로 가지않고 안으로 모여 helical motion을 하게 되어 실질적으로 ν 는 증가된다. J_z , 즉, 램프電流는 일정하지만(식 (16)과 (16)'), J_r 과 J_θ 의 영향을 받게 되므로 ν 에 의해서 증가 또는 감소된다(critical field B_c 에서 나누어진다. ^{(23), (28)~(31)})

식 (16)'로부터 J_z 을 전개해보면

$$J_z = [n_0 e^2 / m(\nu - i\omega)] E_z \exp(-i\omega t).$$

여기서 실수부분만을 써보면

$$J_z = (n_0 e^2 / m \sqrt{\nu^2 + \omega^2}) \sin(\omega t - \phi) E_z, \quad (19)$$

$$\text{단, } \phi = \tan^{-1}(\omega/\nu)$$

이 된다. 그러므로 J_z 와 E_z 의 Lissajours pattern으로 ν 를 구할 수 있다. 그러나 ω 가 microwave가 아니면 $(\omega/\nu) \approx 0$ 이 되어 거의 측정할 수 없게 된다. 起動電壓面에서 보면 ν 가 증가하므로 감소하게 된다.

2. B. 管軸과 직각方向으로 磁場을 인가하는 경우 ^{(22), (31)~(33)}

그림 3의 (a)와 같은 장치와 (b)와 같은 좌표계에서 J 에 관한 식을 유도한다. 식 (8)'로부터 성분별 \vec{J} 를 구한다.

$$J_x = \sigma_0 E_x + (\omega_c/(\nu - i\omega)) J_y, \quad (20)$$

$$J_y = 60 E_y - (\omega_c/(\nu - i\omega)) J_x \quad (21)$$

$$J_z = 60 E_z \quad (22)$$

식 (20), (21), (22)를 재정리하면 아래와 같다.

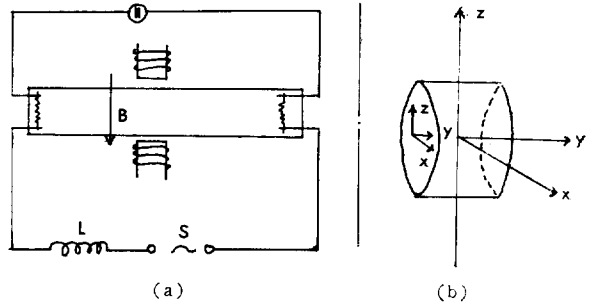


그림 3. 管軸과 직각 方向 磁場인가 장치 및 좌표계
Fig. 3. Transversal magnetic field applying device and its coordinate system

$$J_x = \{\sigma_0 E_x / (1 + \omega_c/(\nu - i\omega))\} + \sigma_0 [\omega_c/(\nu - i\omega)] E_y / \{[1 + (\omega_c/(\nu - i\omega))^2]\} \quad (20)'$$

$$J_y = -\sigma_0 [\omega_c/(\nu - i\omega)] E_x / \{1 + (\omega_c/(\nu - i\omega))^2\} + \sigma_0 E_y / [1 + (\omega_c/(\nu - i\omega))^2] \quad (21)'$$

$$J_z = \sigma_0 E_z \quad (22)$$

(E_x, E_z = radial potential)

$B=0$ 이면

$$J_x = \sigma_0 E_x \quad (24)$$

$$J_y = \sigma_0 E_y \quad (25)$$

$$J_z = \sigma_0 E_z \quad (22)$$

그러므로

$$J_y(B \neq 0) < J_y(B=0), \quad J_x(B \neq 0) > J_x(B=0)$$

이 된다. 한편, 起動電壓은, 내부의 충돌이 줄어들지만(ν 감소) 형광燈벽의 sheath와 ambipolar diffusion의 영향으로 큰 변화가 없을 것이 예상된다.

3. 實驗結果 및 分析

本 실험에서 사용된 형광燈의 규격은 FL 20-D, 정격 전압 100V, 관전류 $0.375 \pm 0.03A$, 표준광속 800 ± 140 lm, 관지름 3.8cm, 관 길이 58cm이다.

3. A. 管軸方向으로 磁場을 인가하는 경우

그림 1(a)와 같은 장치로 다음의 결과를 얻었다.

(a) 자장변화에 대한 전압·전류변화(그림 4)

電流에 관해서 생각해 본다. 전압은 負性特性이므로 그역으로 생각하면 된다. 식 (16), (16)'로부터 $J_x(0) = J_x(B)$ 이지만, J_x 는 ν 의 함수이다. J_r 은 B 가 증가됨에 따라 계속 감소하고 J_θ 는 계속 증가하므로(식 (17), (18) 및 그림 2 참고), 電子는 내부로 모여 밀도가 높아지고 충돌이 늘어나 ν 가 증가한다. 따라서 J_x 는 감소하게 된다. 그런데 J_z , 즉 램프電流의 감소율은 B 에 따라 일정하지가 않다. 고전적인 충돌-확산理論에 따르면 B 가 증가할 수록 電流가 증가하지만, "理論的 考察"에서 언급했듯이 어떤 critical field B_c 를 넘어서면

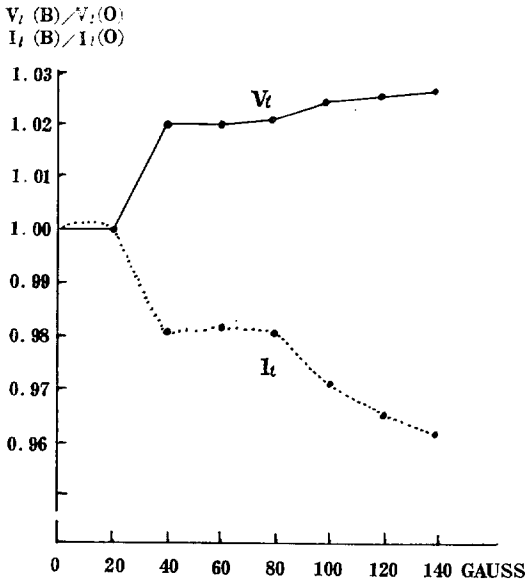


그림 4. 管軸方向 磁場인가에 따른 電流·電壓 변화 그래프
 Fig. 4. Voltage and current variation graph when applying axial magnetic field

電流은 反대로 감소한다.

본 실험에서는 그림 4에서처럼 $B=0\sim 20$ 가우스에서만 고전적인 理論과 일치하고(classical region) 20 가우스를 넘어서면 電流는 감소한다.(experimental region*)

이것은 J_x 과 J_y 의 영향을 J_x 가 받기 때문이다. 20~

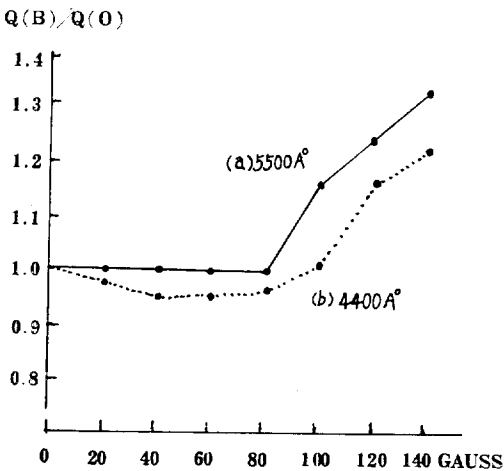


그림 5. 管軸方向 磁場인가에 따른 스펙트럼線的 세기 변화 그래프
 Fig. 5. Spectrum line intensity variation graph when applying axial magnetic field

40 가우스 사이에서는 급격한 감소를 보이고 40~60가우스 사이에서는 일정하며 80가우스 이후는 완만한 감소를 보이고 있다.

(b) 磁場변화에 따른 스펙트럼線的 세기변화(그림 5) 스펙트럼線的 변화는 電流·電壓의 그것처럼 민감하지는 않다. 4400Å, 5500Å 두 線 모두 80 가우스까지는 변화없이 일정하다가, 80 가우스 이후부터 급한 상승을 보이고 있다. 그림 4에서 電壓이 磁場이 증가함에 따라 상승하므로 식 (12)에 의해 스펙트럼의 세기가 세어지는 것이다.

(c) 磁場변화에 따른 스펙트럼分布 및 그 세기의 변화(그림 6)

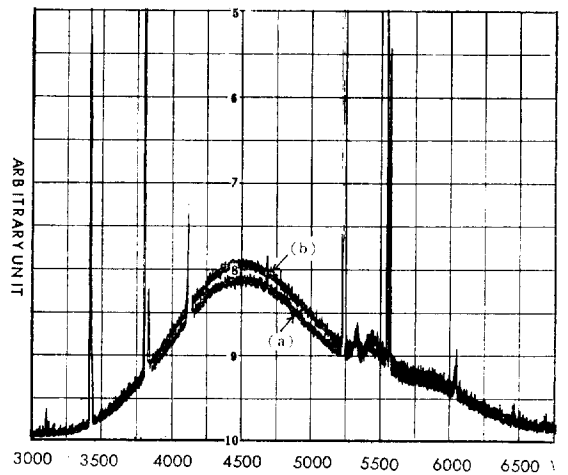


그림 6. 管軸方向 磁場의 세기가 (a)零인 경우 (b) 130 gauss인 경우의 스펙트럼 分布 그래프
 Fig. 6. Spectrum distribution graph when applying axial magnetic field (a) zero and (b) 130gauss

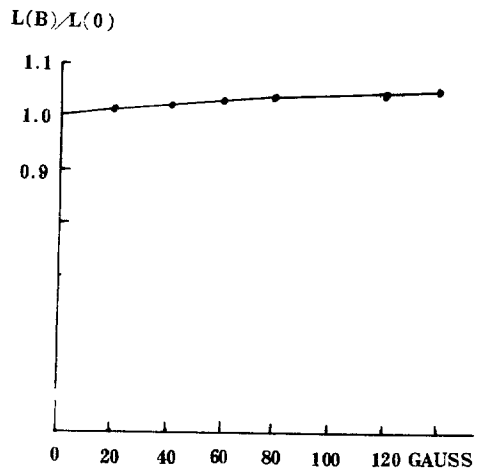


그림 7. 管軸方向 磁場인가에 따른 光束변화 그래프
 Fig. 7. Lumen variation graph when applying axial magnetic field

그림 6(a)는 磁場을 인가하지 않은 경우를 나타내고 6(b)는 磁場을 130 가우스의 세기로 인가한 경우를 나타낸다. 전체적으로 그 세기가 약 10% 증가했다. 스펙트럼分布에서 $B=0$ 인 경우와 $B=130$ 가우스에서 파장의 Shift는 없다. 電壓이 증가했으므로 식 (12) 및 그림 5에서 보아 自明한 결과이다.

(d) 자장변화에 따른 光束 변화(그림 7)

(c)에서 설명한 것처럼, 스펙트럼分布의 세기가 전체적으로 증가되었으니 밝기도 세어질 것이다.

磁場의 세기가 증가함에 따라 光束이 서서히 증가하고 있다. 결과치에 대한 smooth curve의 실험식을 구해보면 $L(B)=(0.000444B+1)L(0)$ 가 된다. 여기서 $L(B)$ 는 磁場이 인가된 경우의 光束, $L(0)$ 는 磁場이 인가되지 않은 경우의 光束이다. B 는 가우스 단위의 磁束密度이다. $B=100$ 가우스에서 약 4%의 光束증가를 보인다.

(e) 磁場변화에 대한 起動電壓의 변화(그림 8)

$V_s(B)/V_s(0)$

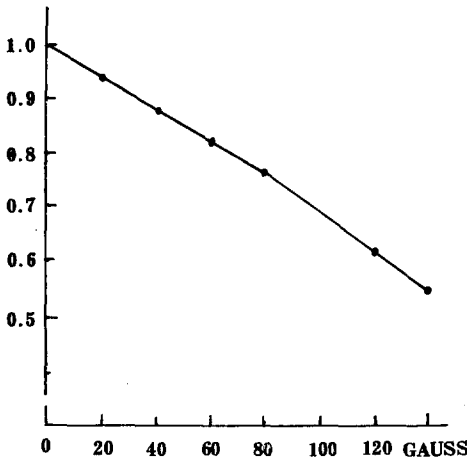


그림 8. 管軸方向 磁場인가에 따른 起動電壓 변화 그래프
Fig. 8. Breakdown voltage variation graph when applying axial magnetic field

$B=0\sim 80$ 가우스 까지의 변화는 직선적인 감소이지만 80 가우스를 넘어서면 그 기울기는 더 심해진다. 대략적인 Smooth curve 실험식을 구해보면 $V_s(B)=(1-0.00322B)V_s(0)$ 로 쓸 수 있다. $B=100$ 가우스이면 약 32% 정도 起動電壓이 떨어진다. 식 (B)으로부터 起動電壓은 ν 에 반비례하게 된다. ν 가 커지므로 V_s 는 감소하게 되는 것이다.

3. B. 管軸과 직각方向으로 磁場을 인가하는 경우

(a) 磁場변화에 따른 電流·電壓변화(그림 9)

電流 및 電壓 모두 理論에 잘 따르고 있다.(참고 식

$V_t(B)/V_t(0)$
 $I_t(B)/I_t(0)$

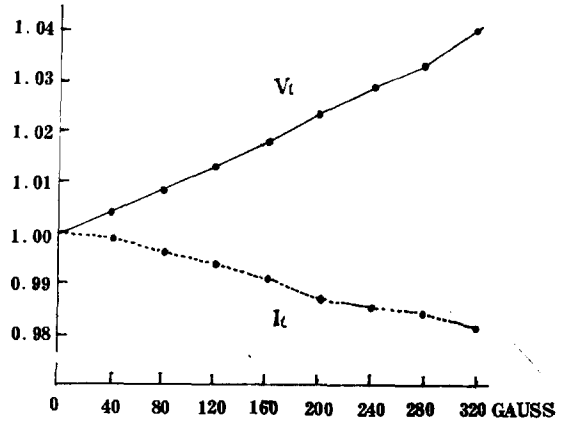


그림 9. 管軸과 직각方向 磁場인가에 따른 電流·電壓 변화 그래프
Fig. 9. Voltage and current variation graph when applying transverse magnetic field

(21)'. 電流은 점진적으로 감소하고 電壓은 점진적으로 증가한다. $J_z(B \neq 0) < J_z(B=0)$ 및 $J_r(B \neq 0) > J_r(B=0)$ 이므로 電子는 벽면으로 가서 충돌하여 Wall loss로 되고 J_z 는 B 가 증가할수록 감소하므로 電流은 감소하게 되는 것이다. 電壓은 負性特性으로 점점 증가한다.

(b) 磁場변화에 따른 스펙트럼線의 세기 변화(그림 10)

$Q(B)/Q(0)$

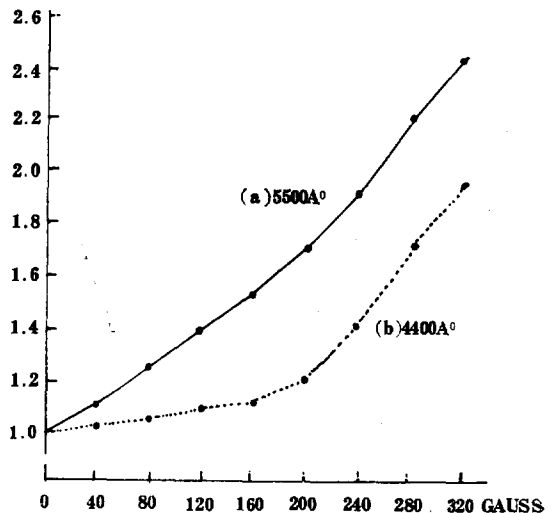


그림 10. 管軸과 직각方向 磁場인가에 따른 스펙트럼線의 세기 변화 그래프
Fig. 10. Spectrum line intensity variation graph when applying transverse magnetic field

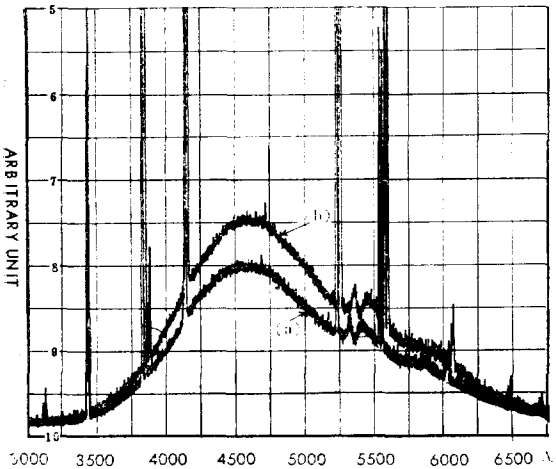


그림 11. 管軸과 직각方向 磁場의 세기가 (a)零인 경우 (b) 300 gauss인 경우의 스펙트럼 分布 그래프

Fig. 11. Spectrum distribution graph when applying transverse magnetic field (a) zero (b) 300 gauss

그림 10의 (a)는 4400Å線, (b)는 5500Å線의 변화를 나타내고 있는데 두 線 모두 점진적으로 증가하고 있다. 4400Å線은 160 가우스까지는 기울기가 완만하다가 160 가우스를 지나면서 그 기울기는 증가되었다 그림 9에서 電壓이 증가하고 있으므로 식(12)에 의해 ν 도 계속 증가하는 것이다.

(c) 磁場변화에 따른 스펙트럼 分布 및 그 세기의 변화(그림 11)

그림 11의 (a)는 磁場을 가하지 않은 경우이고 (b)는 磁場을 300가우스의 세기로 인가한 경우이다. 電壓증가→線의 세기 증가→스펙트럼 전체 세기증가로 나타났다. (식 (12)에 의해 쉽게 이해될 수 있다.) $B=300$ 가우스에서 약 30%의 증가를 얻을 수 있다.

(d) 磁場변화에 따른 光束의 변화(그림 12)

스펙트럼 分布세기의 증가는 光束의 증가로 나타난다 磁場세기가 증가함에 따라 管軸方向으로 磁場을 인가한 경우보다 상당히 큰 기울기로 증가하고 있다. (電壓 상승율의 차이 포함.) smooth curve에 의한 실험식을 구해보면 $L(B) = (0.0015B + 1)L(0)$ 가 된다. $B=300$ 가우스를 代入하면 45%의 증가치를 나타낸다.

(e) 磁場변화에 따른 起動電壓의 변화(그림 13)

그림 13에서 처음 磁場의 세기가 20 가우스 일때 起動電壓이 最大로 되었다가 계속 감소하여 磁場을 인가하지 않은 때의 값으로 收斂하고 있다. 식(13)으로부터 V_B 는 ν 에 반비례하게 되는데 内部의 電子密度가 낮아져 ν 가 낮아지지만, 電子가 벽쪽으로 가서(J_x 의 증가) Wall loss가 증가되어 電子數의 감소가 야기되므

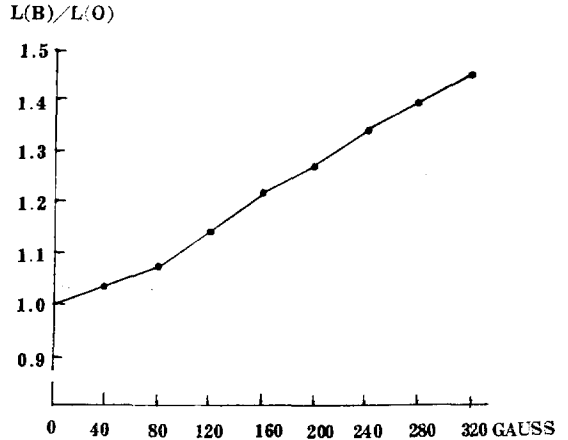


그림 12. 管軸과 직각方向 磁場인가에 따른 光束변화 그래프

Fig. 12. Lumen variation graph when applying transverse magnetic field

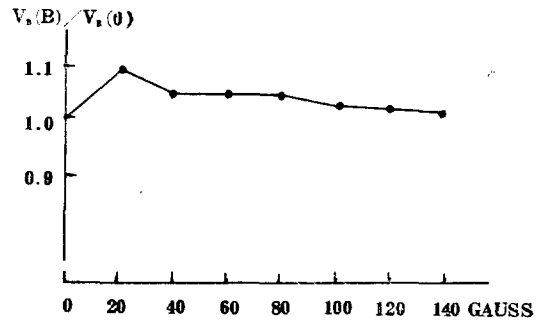


그림 13. 管軸과 직각方向 磁場인가에 따른 起動電壓 변화 그래프

Fig. 13. Breakdown voltage variation graph when applying transverse magnetic field

로, ν 의 감소와 Wall loss의 상대적 효과에 의한 결과로 보겠다.

4. 結 論

管軸方向으로 磁場을 인가하면 B_z (약 20 가우스)를 넘어서면서 램프電壓이 증가되고 電流는 감소되어 식(12)에 의해 光束이 증가하게 된다. 그리고, 起動電壓은 ν 가 증가하므로 낮아지게 된다. 管軸과 직각으로 磁場을 인가하면 역시 電壓이 증가하고 電流는 감소하며 光束은 증가된다. 그러나 그 증가 감소치는 管軸方向으로 磁場을 인가한 경우의 그것보다 크다. 起動電壓은 큰 변화가 없다. 각 경우 램프의 소모 電力은 변화가 없었고, 램프의 수명도 필라멘트에 관계하므로 변화가 없다. 結論的으로, 管軸方向으로 磁場을 인가하면 효율면에서는 큰 利得이 없으나 起動電壓을 상당히 낮출 수 있고 管軸과 직각方向으로 磁場을 인가하

면 起動電壓은 거의 변화가 없으나 효율을 상당히 높일 수 있다.

參 考 文 獻

- [1] W. Elenbaas; "Light sources", philips, 1972.
- [2] von Engel; "Ionized gases", 2nd ed., Oxford, 1965.
- [3] L.B. Loeb; "Fundamental processes of electrical discharge in gases", John Wiley & Sons, 1939.
- [4] E. Nasser; "Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics", John Wiley & Sons, 1971.
- [5] B.E. Cherrington; "Gaseous electronics and gas lasers," Pergamon press, 1979.
- [6] H.Y. Hoh, G.H. Dieke; "Fluctuations in gas discharge." J.O.S.A., Vol. 37, No. 10, pp. 837~848, Oct. 1947.
- [7] IES; "IES lighting hand book", IES of North America, 1981.
- [8] Carl Kenty; "Production of 2537 radiation and the role of metastable atoms in an argon-mercury discharge", J. of Appl. Phys., Vol. 21, pp. 1309~1318, Dec. 1950.
- [9] 지 철근; "조명공학", 문운당, 1979.
- [10] Luke Thorington, Joel Shurgan; "Fluorescent lamps of helicoidal configuration", IES, pp. 127~133, Mar. 1962.
- [11] J. Hasker; "A new class of efficient low-pressure gas discharges with high radiation output per unit volume", Appl. Phys. Lett., Vol. 28, No. 10, pp. 568~588, 15 May 1976.
- [12] W. Verweij; "Probe measurements in the positive column of low-pressure mercury-argon discharges", Physica, Vol. 25, pp. 980~987, 1959.
- [13] W. Calvin Gungle, J.F. Waymouth, H.H. Homer; "Operating parameters of high output fluorescent lamps," IES, pp. 262~272, May 1957.
- [14] J.F. Waymouth, F. Bitter, E.F. Lowry; "Factors to be considered in the design of high output fluorescent lamps", IES, pp. 257~261, May 1957.
- [15] C.W. Jerome; "Effect of bulb wall temperatures on fluorescent lamp parameters", IES, pp. 205~213, Feb. 1956.
- [16] L.E. Vrenken; "High-Output fluorescent lamps with circular cross section—the influence of the lamp diameters", pp. 683~687, Oct. 1962.
- [17] T. Holstein; "Imprisonment of resonance radiation in gases", Phys. Rev., Vol. 72, No. 12, pp. 1012~1233, Dec. 15, 1947.
- [18] T. Holstein; "Imprisonment of resonance radiation in gases, II", Phys. Rev., Vol. 83, No. 6, pp. 1159~1168, Sept. 15, 1951.
- [19] LDA; "Philips introduces experimental fluorescent lamp", Lighting Design and Applications, Oct. 1976.
- [20] Aldo L. Gilardini; "Low energy electron collisions in gases", John Wiley & Sons, 1972.
- [21] Simon, Thompson(ed.); "Advances in plasma physics", Vol. 2, Interscience, 1969.
- [22] C.L. Hemenway et al.; "Physical electronics", 2nd ed., John Wiley & Sons, 1962.
- [23] M. Ali Kettani, M.F. Hoyoux; "Plasma engineering", John Wiley & Sons, 1973.
- [24] B.S. Tanenbaum; "Plasma physics", McGraw-Hill, 1969.
- [25] F.F. Chen; "Introduction to plasma, Physics" Plenum Press, 1974.
- [26] D.R. Whiteous, H.B. Wollman; "Plasma diffusion in a magnetic field", The Phys. of Fluids, Vol. 6, No. 10, pp. 1470~1478, Oct. 1963.
- [27] C.C. Cummings, L. Tonks; "Influence of a longitudinal magnetic field on an electrical discharge in mercury vapor at low pressure", Phys. Rev., Vol. 59, pp. 514~522, Mar. 15, 1941.
- [28] G.A. Paulikas, R.V. Pyle; "Macroscopic instability of the positive column in a magnetic field", The Phys. of Fluids, Vol. 5, No. 3, pp.348~359, Mar. 1962.
- [29] F.C. Hoh, B. Lehnert; "Diffusion processes in a plasma column in a longitudinal magnetic field", The Phys. of Fluids, Vol. 3, No. 4, pp. 600~607, July-Aug. 1960.
- [30] F.C. Hoh; "Plasma stability and boundary condition", Phys. Rev. Lett., Vol. 4, No. 11, pp. 559~561, June 1, 1960.
- [31] F. Schwirzke; "Diffusion of charged particles across a magnetic field in short circuiting geometry", The Phys. of Fluids, Vol. 7, No. 2, pp. 311~317, Feb. 1964.
- [32] E.T. Karlson; "Motion of charged particles in an inhomogeneous magnetic field", The Phys. of Fluids, Vol. 3, No. 4, pp. 476~486, Apr. 1962.
- [33] Hideo Okuda, J.M. Dawson; "Theory and numerical simulation on plasma diffusion across a magnetic field", The Phys. of Fluids, Vol. 16, No. 3, pp. 408~426, Mar. 1973.