

Weak Anchoring 에너지를 고려한 TN-LCD의 Simulation

Electro-optical Simulation of Twist Nematic Liquid Crystal Displays considering Anchoring Energy

정진택¹, 박우상^{1,a}

(Jin-Taek Jung¹ and Woo-Sang Park^{1,a})

Abstract

In this thesis, an anchoring energy in the upper and lower substrates of TFT-LCD cell has been modeled and applied in the numerical calculation of the molecular orientation of the TN-LCD. The molecular orientation of liquid crystals defined as tilt and twist angles was simulated using the Newton-Raphson method and the Gaussian integration method. From the results, the tilt and twist angles for the strong anchoring energy were proven to be coincide with those of the conventional results. on the other hand, for the weak anchoring energy, azimuth angles of the molecules were changed abruptly from 0° to 90° near the middle area of the cell due to the balance of the anchoring energy and the elastic energy of the liquid crystals.

Key Words : Simulation, TFT-LCD, Rapini and popular, Anchoring

1. 서론

TN 액정에 TFT(Thin Film Transistor)를 이용한 능동 매트릭스 구동 방식은 해상도, 밝기, 색재현성, 시야각, 시인성, 응답속도 등에서 CRT에 필적하는 특성을 얻을 수 있다. 우수한 특성을 갖는 LCD를 설계하기 위해서는 LCD 자체의 구성 재료와 구성방법, 주변부품, 구동관련기술, 제조방법과 제조장비 및 새로운 모드에 관련된 물성과 공정 parameter들을 최적화하는 것이 필요하다. 이러한 최적 설계에는 약간의 검증 실험을 통한 simulation 방법이 대단히 유용하다.

TFT-LCD의 파라미터에 관련된 simulation이 많이 있지만, 실제로 상·하의 기판에 존재하는 anchoring 에너지를 고려한 simulation은 미흡하다. 특히, 여러 모드에서의 분자 배열을 해석하기 위해서는 설계자가 원하는 액정의 배향 특성을 결정하

기 위해 액정분자의 anchoring 에너지에 관한 연구는 꼭 필요하다.

본 연구에서는 anchoring 에너지를 고려하여 Twisted Nematic Liquid Crystal Displays에서 액정분자의 배열에 관한 이론을 구체적으로 기술하고 simulation 결과를 제시하였으며, strong anchoring 에너지인 경우에는 기존 시뮬레이터[1] 결과와 본 simulation의 결과를 비교 분석하였고, Weak anchoring 에너지인 경우에는 액정의 분자 배열 분포를 분석하였다.

2. 본론

전압을 인가하면 액정분자의 배열상태는 액정 방향자의 경사각 θ 와 방위각 ϕ 로 규정되며 일반적으로 θ 와 ϕ 는 오신-프랑크(Ossen Frank)의 탄성체이론으로부터 다음과 같은 순서에 의해 구할 수 있다.

- 1) 액정 cell의 전체 자유 에너지밀도를 탄성 에너지 밀도와 전장 에너지 밀도 그리고 anchoring 에너지의 합으로 표현한다.

1. 인하대학교 전자공학과
(인천시 남구 용현4동 253)
a. Correspondng Author : wspark@inha.ac.kr
접수일자 : 2006. 12. 8
1차 심사 : 2007. 5. 4
심사완료 : 2007. 10. 18

- 2) 경계조건을 이용하여 자유에너지 밀도를 최소로 하는 오일러-라그랑지(Euler-Lagrange) 방정식을 푼다.
- 3) 2)의 비선형 연립방정식을 풀어 얻은 적분 방정식을 적절히 변수 치환하여 수치적인 방법으로 미지수들의 해를 구한다.
- 4) 미지수들의 해를 적분식에 대입하여 적분을 행한다.
- 5) 계산된 적분결과 $z(\theta, V_a), \phi(\theta, V_a)$ 로부터 $\theta(z, V_a), \phi(z, V_a)$ 를 구한다.

2.1 Anchoring energy를 고려한 모델링

액정 cell내의 두께 방향을 z축으로 잡고, 액정 분자가 유리기판과 이루는 각을 θ (경사각), xy평면에 투영된 액정분자가 x축과 이루는 각을 ϕ (방위각)이라고 하면 임의의 미소 체적 내에 존재하는 액정분자의 평균 방향으로 기술되는 방향자 $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ 은 단위 벡터로 표시할 수 있다.

오신-프랑크(Oseen-Frank)의 탄성체 이론에 따르면, 방향자의 공간적 변형에 의한 탄성에너지 밀도 f_s 는 다음 식(1)과 같이 표현된다[2].

$$f_s = \frac{1}{2}K_{11}(\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n} + q_0)^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 \quad (1)$$

여기서, K_{11}, K_{22} 그리고 K_{33} 는 각각 방향자의 펼침(splay), 꼬임(twist), 그리고 굽음(bend) 변형에 관련된 탄성계수를 나타낸다. 각 탄성계수는 대략

$10 \times 10^{-12} [N/m]$ 의 크기를 가지며, $K_{33} > K_{11} > K_{22}$ 순으로 그 크기가 결정된다[3,4]. q_0 는 액정의 자연 꼬임을 유발하는 카이럴성(chirality)으로, 꼬임의 자연 피치(natural pitch) p_0 와 $q_0 = 2\pi/p_0$ 의 관계가 있다.

한편 액정 cell내부의 전장 에너지밀도는 액정 매질에 전계가 인가되었을 때, 액정 매질 내에 저장되는 전기 에너지는 전기장 \vec{E} 와 전속밀도 \vec{D} 를 이용, 다음과 같이 표현되어진다.

$$f_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (2)$$

$$= \frac{1}{2} D_z E = \frac{1}{2} D_z \frac{D_z}{\epsilon_{zz}} = \frac{1}{2} \frac{D_z^2}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta}$$

여기서 $\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}$ 는 각각 액정분자의 장축방향에 평행 및 수직한 방향에 대한 액정의 유전율을 나타낸다.

그리고 Nematic Liquid Crystal에서 기판의 단위 면적당 표면간의 에너지에 관한 Rapini and Papoular의 모델은 식(3)과 같다.

θ_0, ϕ_0 는 "easy direction"으로 부터의 각이고, θ^0, ϕ^0 는 액정 분자 방향자의 경사각과 방위각이다.

C_θ 는 polar Anchoring, C_ϕ 는 azimuth Anchoring 에너지이다[5].

$$g_\theta = \frac{C_\theta}{2} \sin^2(\theta^0 - \theta)$$

$$g_\phi = \frac{C_\phi}{2} \sin^2(\phi^0 - \phi)$$

$$g_s = \frac{C_\theta}{2} \sin^2(\theta^0 - \theta) + \frac{C_\phi}{2} \sin^2(\phi^0 - \phi) \quad (3)$$

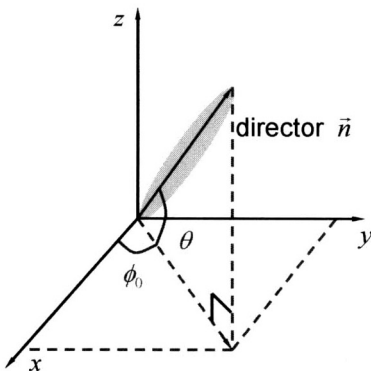


그림 1. 방향자의 경사각(tilt), 방위각(twist) 정의.
Fig. 1. Definition of the tilt and twist angle of the director.

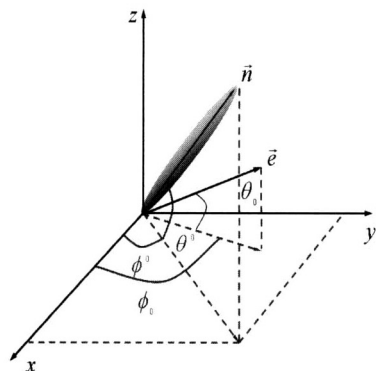


그림 2. 기판에서 easy direction과 방향자.
Fig. 2. Easy direction and director in the substrate.

따라서 전체 자유에너지 밀도는 식(4)와 같이 표현된다.

$$f_h = f_s + f_c + g_s \quad (4)$$

$$= \frac{1}{2} f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{D_z^2}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} + \frac{C_\theta}{2} \sin^2(\theta - \theta_0) + \frac{C_\phi}{2} \sin^2(\phi - \phi_0)$$

$$f(\theta) = K_{11} \cos^2 \theta + K_{22} \sin^2 \theta$$

$$g(\theta) = \cos^2 \theta (K_{22} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta)$$

따라서 단위 면적당 전체 자유 에너지는

$$F = \int_0^d f_h \left[\theta(z), \phi(z), \frac{d\theta(z)}{dz}, \frac{d\phi(z)}{dz} \right] dz \quad (5)$$

로 표현되며, F 를 최소화 하는 오일러-라그랑지(Euler-Lagrange) 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{cases} \frac{\partial f_h}{\partial \theta} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial f_h}{\partial \frac{d\theta}{dz}} \right) = 0 \\ \frac{\partial f_h}{\partial \phi} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial f_h}{\partial \frac{d\phi}{dz}} \right) = 0 \end{cases} \quad (6)$$

식(5)에 식(6)을 적용하여 계산한 후, 그 결과 식에 $\frac{2d\theta}{dz}$ 을 곱하면, 다음의 두 식(7)과 식(8)을 얻는다.

$$\frac{d}{dz} \left\{ f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 \right\} - \frac{dg(\theta)}{dz} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 - \frac{d}{dz} \frac{D_z^2}{\epsilon_0(\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta - \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta)} - \frac{d}{dz} C_\theta \sin^2(\theta - \theta_0) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{d}{dz} g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + g(\theta) \frac{d\phi}{dz} \frac{d^2 \phi}{dz^2} - \frac{1}{2} \frac{d}{dz} C_\phi \sin^2(\phi - \phi_0) = 0 \quad (8)$$

한편, 식(8)을 이용하여 식(7)에 대입한 후, 이를 z 에 대하여 부정적분을 하면, 다음의 식(9)를 얻을 수 있다.

$$f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + g(\theta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 - \frac{D_z^2}{\epsilon_0(\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta - \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta)} - \frac{d}{dz} \{ C_\theta \sin^2(\theta - \theta_0) - C_\phi \sin^2(\phi - \phi_0) \} = a \quad (9)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{C_\phi \sin(\phi - \phi_0) \cdot \cos(\phi - \phi_0) \cdot d + b}{g(\theta)} \quad (10)$$

여기서, a , b 는 임의의 적분상수이고, d 는 cell 간격이다. 식(10)을 식(9)에 대입하고,

$$\left(\frac{1}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} = X(\theta), \frac{D_z^2}{\epsilon_0} X(\theta) = x(\theta) \right) \text{ 라고 치환}$$

하면 식(9)는 식(11)과 같이 정리된다.

$$f(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{(C_\phi \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) \cdot d + b)^2}{g(\theta)} - x(\theta) - \frac{d}{dz} \{ C_\theta \sin^2(\theta - \theta_0) - C_\phi \sin^2(\phi - \phi_0) \} = a \quad (11)$$

상·하판의 Anchoring 에너지가 동일하다고 가정하면 액정 내부의 경계조건은 식(12)와 같고, 식(11)에 경계조건을 적용하면

$$\begin{aligned} z=0 & \quad \theta = \theta_0 & \quad \phi = \phi_0 \\ z = \frac{d}{2} & \quad \theta = \theta_m & \quad \phi = \frac{\phi_d - \phi_0}{2} \\ z=d & \quad \theta = \theta_d & \quad \phi = \phi_d \end{aligned} \quad (12)$$

식(11)은 식(13)과 같이 된다.

$$f(\theta_d) \left(\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=d} \right)^2 + \frac{(C_\phi \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) \cdot d + b)^2}{g(\theta_d)} - x(\theta_d) - \frac{d}{dz} \{ C_\theta \sin^2(\theta_d - \theta_0) - C_\phi \sin^2(\phi_d - \phi_0) \} = a \quad (13)$$

식(13)을 식(11)에 대입하고, $\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=d} = \Gamma$ 라 놓고, 식을 정리하면 식(14)를 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 = \frac{1}{f(\theta)} \left[f(\theta_d) \cdot \Gamma + \frac{D_z^2}{\epsilon_0} \{ X(\theta) - X(\theta_d) \} + (C_\phi \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) \cdot d + b)^2 \cdot \left\{ \frac{1}{g(\theta_d)} - \frac{1}{g(\theta)} \right\} + A \right] \quad (14)$$

$$A = \left\{ C_\theta (\sin^2(\theta - \theta_0) - \sin^2(\theta_d - \theta_0)) + C_\phi (\sin^2(\phi - \phi_0) - \sin^2(\phi_d - \phi_0)) \right\} \text{ 라고 치환}$$

식(14)를 $z(\alpha)$ 에 관한 식으로 정리하면 식(15)와 같다.

$$z(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{f(\theta)}{f(\theta_d) \cdot \Gamma - \frac{D_z^2}{\epsilon_0} \{X(\theta_d) - X(\theta)\} + (C_0 \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) \cdot d + b)^2 \cdot \left\{ \frac{1}{g(\theta_d)} - \frac{1}{g(\theta)} \right\} + A} \right]^{\frac{1}{2}} d\theta \quad (15)$$

$\phi(z)$ 에 관하여 정리하고, 경계조건 식(12)을 적용하면

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{d\phi}{d\theta} \frac{d\theta}{dz} \quad (16)$$

$$d\phi = \frac{d\phi}{dz} dz = \frac{d\phi}{d\theta} d\theta$$

$$\phi_d = \int_{\theta_0}^{\theta_d} \left(\frac{C_0 \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) d + b}{g(\theta)} \right) \cdot \left[\frac{f(\theta)}{f(\theta_d) \cdot \Gamma + \frac{D_z^2}{\epsilon_0} \{X(\theta) - X(\theta_d)\} + (C_0 \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) d + b)^2 \cdot \left\{ \frac{1}{g(\theta_d)} - \frac{1}{g(\theta)} \right\} + A} \right] d\theta \quad (17)$$

와 같은 식이 된다. V_a 에 관하여 정리하면

$$V_a = \int_0^d E d = \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{D_z}{\epsilon_0 (\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta)} \left(\frac{dz}{d\theta} \right) d\theta \quad (18)$$

$$= \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} \cdot \left[\frac{f(\theta)}{f(\theta_d) \cdot \Gamma + \frac{D_z^2}{\epsilon_0} \{X(\theta) - X(\theta_d)\} + (C_0 \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) d + b)^2 \cdot \left\{ \frac{1}{g(\theta_d)} - \frac{1}{g(\theta)} \right\} + A} \right] d\theta \quad (19)$$

와 같은 식을 얻을 수 있다.

식(17)로부터 Γ 를, 식(15)로부터 b 값을, 식(19)로부터 D_z 를 구한 후 식(16), (17)에 대입하면 $Z(\theta)$, $\phi(\theta)$ 를 구할 수 있다. 이 결과로부터 액정 cell에 전압 V_a 를 인가하면 $\theta(V_a, z)$, $\phi(V_a, z)$ 를 계산 할 수 있다.

2.2 수치해석을 위한 변수변환

앞 절에서 논의된 미지수 Γ , D_z , b 를 구하기 위하여 뉴턴 랩슨 방법(Newton Rapshon Method)을 이용하여 비선형 방정식을 푼다. 계산의 편의상

$$\sin \theta = \sin \theta_d \cdot \sin \alpha \quad (20)$$

$$\sin \phi = \sin \phi_d \cdot \sin \beta \quad (21)$$

로 두면 θ 와 ϕ 는 다음과 같이 변수 변환된다.

$$\theta = \theta_0 \leftrightarrow \alpha = \sin^{-1} \left\{ \frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_d} \right\} = \alpha_0,$$

$$\theta = \theta_m \leftrightarrow \alpha_d = \frac{\pi}{2},$$

$$d\theta = \left[\frac{\sin^2 \theta_d (1 - \sin^2 \alpha)}{1 - \sin^2 \theta_d \sin^2 \alpha} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (22)$$

$$\phi = \phi_0 \leftrightarrow \beta = \sin^{-1} \left\{ \frac{\sin \phi_0}{\sin \phi_d} \right\} = \beta_0,$$

$$\phi = \phi_m \leftrightarrow \beta_d = \frac{\pi}{2},$$

$$d\phi = \left[\frac{\sin^2 \phi_d (1 - \sin^2 \beta)}{1 - \sin^2 \phi_d \sin^2 \beta} \right]^{\frac{1}{2}} d\beta \quad (23)$$

또한, 앞 절의 각 식에서 공통항들을 간략하게 표현하기 위해 다음과 같은 함수를 도입한다.

$$f_1(\theta_d, \alpha) \equiv \frac{1}{K_{33}} f(\theta) \quad (24)$$

$$= \frac{K_{11}}{K_{33}} + \left(1 - \frac{K_{11}}{K_{33}}\right) \sin^2 \theta_d \sin^2 \alpha$$

$$f_2(\theta_d, \alpha) \equiv \frac{\sin^2 \theta_d (1 - \sin^2 \alpha)}{1 - \sin^2 \theta_d \sin^2 \alpha} \quad (25)$$

$$f_3(\theta_d, \alpha) \equiv \frac{1}{K_{33}} g(\theta) \quad (26)$$

$$= \left[\frac{K_{22}}{K_{33}} + \left(1 - \frac{K_{22}}{K_{33}}\right) \sin^2 \theta_m \sin^2 \alpha \right] \times (1 - \sin^2 \theta_m \sin^2 \alpha)$$

$$f_4(\theta_d, \alpha) \equiv \frac{1}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} \quad (27)$$

$$= \frac{1}{\epsilon_{\parallel} + \Delta \epsilon \sin^2 \theta_d \sin^2 \alpha}$$

$$f_5(\theta_d, \alpha) \quad (28)$$

$$= \frac{1}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta} - \frac{1}{\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta_d + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta_d}$$

$$= f_4(\theta_d, \alpha) - f_4(\theta_d, \frac{\pi}{2})$$

$$f_6(\theta_d, \alpha) = \sin(\theta - \theta_0) \quad (29)$$

$$= \sin(\theta_d - \theta_0) \sin(\alpha - \theta_0)$$

$$f_7(\phi_d, \beta) = \sin(\phi - \phi_0) \quad (30)$$

$$= \sin(\phi_d - \phi_0) \sin(\beta - \phi_0)$$

$$f_8(\phi_d, \beta) = \cos(\phi - \phi_0) = 1 - \sin^2(\phi - \phi_0) \quad (31)$$

$$= (1 - f_7(\phi_d, \beta))^2$$

$$f_9(\theta_d, \phi_d, \alpha, \beta) \quad (32)$$

$$= K_{33} [\{C_\theta \{\sin^2(\theta - \theta_0) - \sin^2(\theta_d - \theta_0)\}\}$$

$$+ \{C_\phi \{\sin^2(\phi - \phi_0) - \sin^2(\phi_d - \phi_0)\}\}]$$

$$= K_{33} [C_\theta \left\{ f_6^2(\theta_d, \alpha) - f_6^2\left(\theta_d, \frac{\pi}{2}\right) \right\}$$

$$+ C_\phi \left\{ f_7^2(\phi_d, \alpha) - f_7^2\left(\phi_d, \frac{\pi}{2}\right) \right\}]$$

$$f_{10}(\phi_d, \beta) = \sin(\phi - \phi_0) \cos(\phi - \phi_0) C_\phi \cdot d \quad (33)$$

$$= f_7(\phi_d, \beta) \cdot f_8(\phi_d, \beta) C_\phi \cdot d$$

$$f_{11}(\theta_d, \alpha) = K_{33} \left[\frac{1}{g(\theta_d)} - \frac{1}{g(\theta)} \right] \quad (34)$$

$$= \frac{f_3(\theta_d, \alpha) - f_3\left(\theta_d, \frac{\pi}{2}\right)}{f_3\left(\theta_d, \frac{\pi}{2}\right) \cdot f_3(\theta_d, \alpha)}$$

$$f_{12}(\phi_d, \beta) \equiv \frac{\sin^2 \phi_d (1 - \sin^2 \beta)}{1 - \sin^2 \phi_d \sin^2 \beta} \quad (35)$$

식(24)~(35)식에서 도입된 함수들을 이용하면 식(15), (17), (19)은 다음과 같이 간단하게 표현할 수 있다.

$$A(\theta, \phi, \alpha, \beta) = f_1\left(\theta_d, \frac{\pi}{2}\right) \cdot \Gamma' + C^2 f_5(\theta_d, \alpha) \\ + \{f_{10}(\phi_d, \beta) + b\}^2 \cdot f_{11}(\theta_d, \alpha) \\ + f_9(\theta_d, \phi_d, \alpha, \beta)$$

$$Z(\alpha) = K_{33} \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{f_1(\theta_d, \alpha) \cdot f_2(\theta_d, \alpha)}{A(\theta, \phi, \alpha, \beta)} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (36)$$

$$\phi_d(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{f_{10}(\phi_d, \beta) + b}{f_3(\theta_d, \alpha)} \right) \left[\frac{f_1(\theta_d, \alpha) \cdot f_2(\theta_d, \alpha)}{A(\theta, \phi, \alpha, \beta)} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (37)$$

$$\phi(\alpha) = \phi_0 + \phi_d \quad (38)$$

$$V_a = C \left(\frac{K_{33}}{\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} f_4(\theta_d, \alpha) \left[\frac{f_1(\theta_d, \alpha) \cdot f_2(\theta_d, \alpha)}{A(\theta, \phi, \alpha, \beta)} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (39)$$

Γ' 을 구하기 위해 전압을 0으로 하면 다음 식으로부터 구할 수 있다.

$$\phi_d(\alpha) = \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{f_{10}(\phi_d, \beta) + b}{f_3(\theta_d, \alpha)} \right) \left[\frac{f_1(\theta_d, \alpha) \cdot f_2(\theta_d, \alpha)}{A(\theta, \phi, \alpha, \beta)} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (40)$$

구한 Γ' 을 식(37)식에 대입하여 무차원 상수 $\left(C^2 \equiv \frac{K_{33} D_z^2}{\epsilon_0} \right)$ 을 구한다. anchoring 에너지에 따른 θ_d, ϕ_d 를 입력하여 다음의 식으로부터 b값을 구한다.

$$d = K_{33} \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{f_1(\theta_d, \alpha) \cdot f_2(\theta_d, \alpha)}{A(\theta, \phi, \alpha, \beta)} \right]^{\frac{1}{2}} d\alpha \quad (41)$$

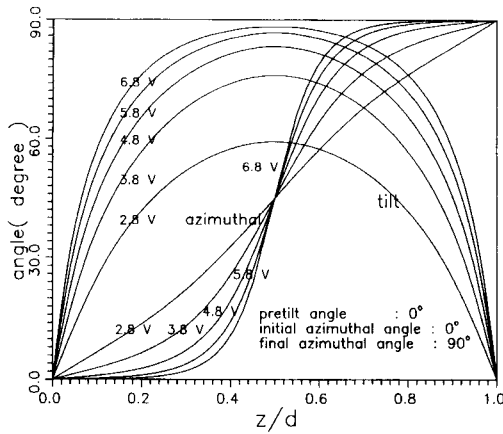
D_z 값은 C, b 값으로부터 결정할 수 있다.

3. 결론

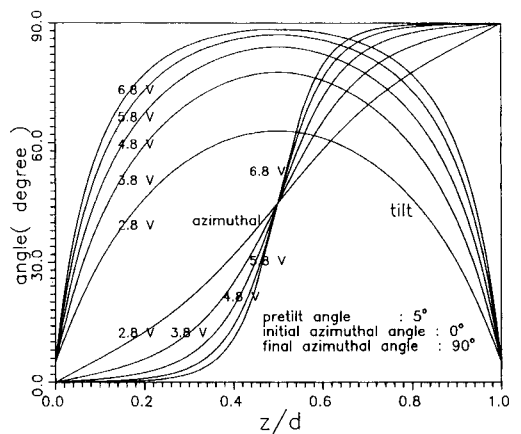
3.1 Strong anchoring 에너지에서 액정 분포

그림 3과 그림 4는 선각이 각각 $0^\circ, 5^\circ$ 에 관한 경사각과 방위각의 simulation 결과이다. 결과와 같이 Strong anchoring 값을 입력하여 simulation 하면 기존의 결과 거의 같은 결과를 보인다.

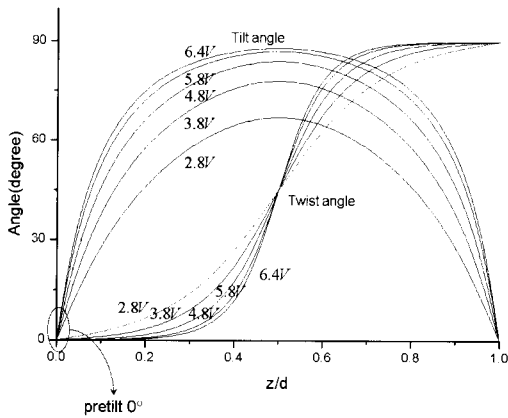
그림 3으로부터 전기장이 존재 하지 않을 경우 액정 분자의 경사각은 처음에 주어진 경사각(tilt angle)을 그대로 유지하려고 하는 반면, 방위각(twist angle)은 cell내의 거리에 따라 변화하는 것을 확인 하였다. 그러나 전압이 인가되면 액정 분자에 가해지는 전기적 힘에 의한 회전력이 전의 상태를 유지하려는 탄성력보다 강해져 액정분자 원래의 상태를 벗어나 변형이 시작된다. 계산 결과 변형이 시작되는 전압은 cell gap이 5.2 um 일 때 1.78 V였다. 인가전압이 더욱더 증가하면 방위각(twist angle)은 상·하의 배향각 근처에서는 초기 상태를 유지하려는 힘이 더욱 강해지면서 대부분의 방위각(twist angle)이 cell 중앙에서 최대가 되고 이후 대칭적으로 감소한다. 그림 4로부터 최대



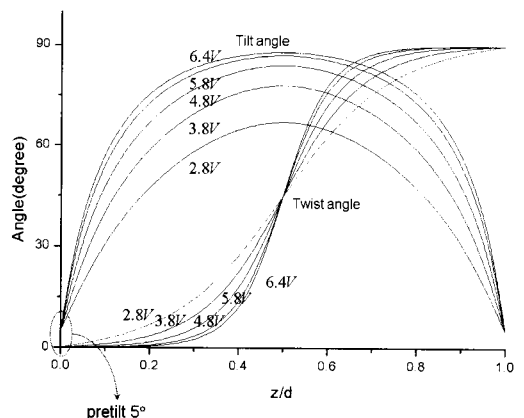
(a) 기존 방법



(a) 기존 방법



(b) anchoring 에너지를 고려한 경우



(b) anchoring 에너지를 고려한 경우

그림 3. 선각=0°의 액정내의 경사각과 방위각.

Fig. 3. Tilt and twist in the cell without pretilt.

- (a) original method,
- (b) considering the anchoring

경사각은 인가전압이 증가함에 따라 선각도로부터 급격히 증가하지만 전압이 커지면서 증가율이 감소하여 90°에 무한히 접근함을 알 수 있다.

3.2 Strong 에서 Weak anchoring energy로 변화에 따른 액정 분포

그림 4는 선각이 각각 0°, 5° 일 경우 anchoring 에너지가 strong에서 weak으로 변화에 따른 경사각 (tilt angle)과 방위각(twist angle)의 simulation 결과이다. 결과와 같이 anchoring 에너지를 변화 시켜 가면서 simulation 하여 그림과 같은 결과를 얻을 수 있다. 결과에서 ①, ②, ③ 각각의 anchoring

그림 4. 선각=5°의 액정내의 경사각과 방위각.

Fig. 4. Tilt and twist in the cell with pretilt.

- (a) original method,
- (b) considering the anchoring

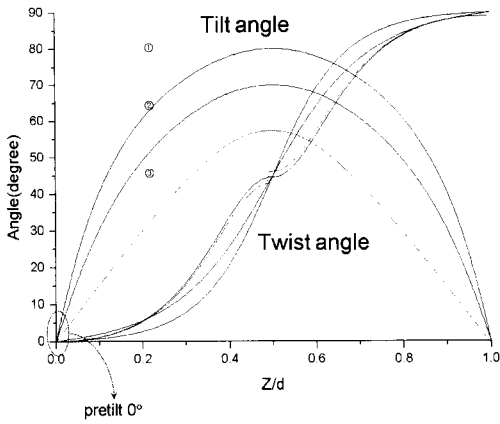
에너지는

$$C_{\theta} = 4.1 \times 10^{-4}, C_{\phi} = 5.0 \times 10^{-5},$$

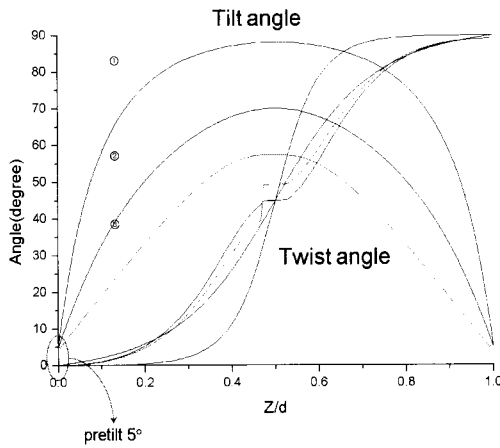
$$C_{\theta} = 4.5 \times 10^{-4}, C_{\phi} = 5.5 \times 10^{-5},$$

$$C_{\theta} = 5.5 \times 10^{-4}, C_{\phi} = 6.5 \times 10^{-5}$$

와 같다. 결과와 같이 anchoring 에너지가 ③일 경우부터 방위각(twist angle)의 변화가 일어나기 시작했다. 이러한 현상은 상·하의 anchoring 에너지가 작아져 전압을 인가하여도 처음의 상태를 유지하려는 탄성력을 극복하지 못하여 방위각(twist



(a) 선각도 = 0°



(b) 선각도 = 5°

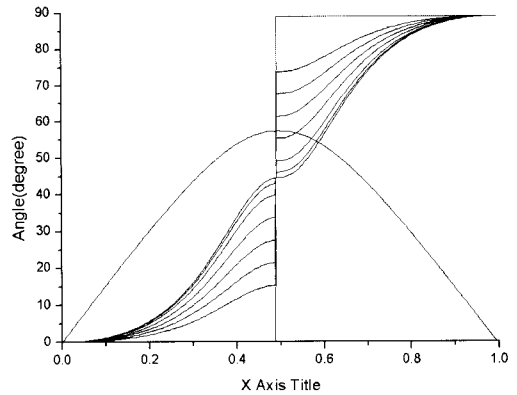
그림 5. Anchoring 에너지에 따른 경사각과 방위각.
Fig. 5. Tilt and twist angle with anchoring energy.

angle)의 변형이 일어나지 않는다. anchoring 에너지의 영향을 가장 적게 받는 cell의 중앙 부분부터 변형이 줄어드는 것을 알 수 있다.

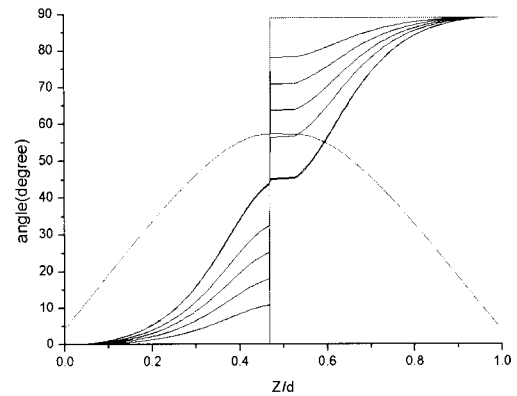
3.3 Weak anchoring energy에서의 액정 분포

그림 6, 그림 7은 선각이 각각 0°, 5° 일 경우에 Weak anchoring 에너지에서의 경사각(tilt angle)과 방위각(twist angle)의 simulation 결과이다.

그림 6은 $C_b = 5.5 \sim 8.5 \times 10^{-4}$, $C_s = 6.5 \sim 9.5 \times 10^{-5}$ 에서의 액정 cell내의 거리(z)에 따른 액정 분자의 경사각(tilt angle)과 방위각(twist angle)의 결과이다. 결과와 같이 anchoring 에너지에 따라 처음의



(a) 선각이 없는 경우



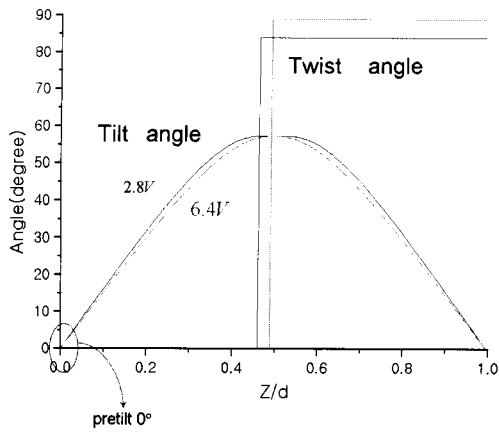
(b) 선각이 있는 경우

그림 6. $C_b = 5.5 \sim 8.5 \times 10^{-4}$, $C_s = 6.5 \sim 9.5 \times 10^{-5}$ 에서의 경사각과 방위각.

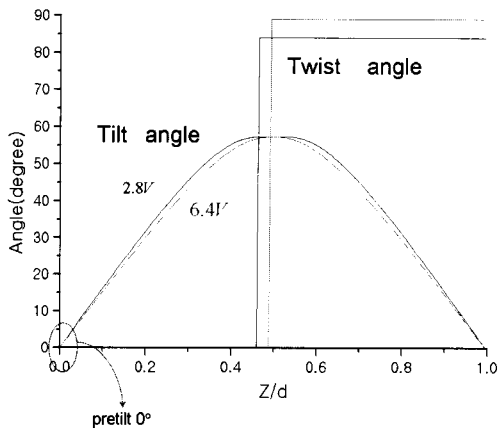
Fig. 6. $C_b = 5.5 \sim 8.5 \times 10^{-4}$, $C_s = 6.5 \sim 9.5 \times 10^{-5}$ tilt and twist angle.

상태를 유지하려는 액정분자의 복원력을 극복하여 변형을 일으키는 전기적인 힘이 점점 더 작아져서 anchoring 에너지가 $C_b = 8.5 \times 10^{-4}$, $C_s = 9.5 \times 10^{-5}$ 인 시점부터는 전기적인 힘이 작용하여 액정분자의 변화가 거의 없음을 알 수 있었다.

그림 7은 $C_b \leq 8.5 \times 10^{-4}$, $C_s \leq 9.5 \times 10^{-5}$ 인 경우에 대한 결과로서 anchoring 에너지가 더 작아져도 더 이상 액정 cell내의 거리(z)에 따른 경사각(tilt angle)과 방위각(twist angle)의 변화가 없음을 확인하였다.



(a) 선각이 없는 경우



(b) 선각이 있는 경우

그림 7. $C_{\theta} \leq 8.5 \times 10^{-4}$, $C_{\phi} \leq 9.5 \times 10^{-5}$ 에서의 경사각과 방위각.

Fig. 7. $C_{\theta} \leq 8.5 \times 10^{-4}$, $C_{\phi} \leq 9.5 \times 10^{-5}$ tilt and twist angle.

Strong anchoring 에너지의 경우는 기존 논문과 거의 같은 결과를 보임을 확인 하였다. 그러나 Weak anchoring 에너지의 경우는 액정분자의 변형을 일으키는 적기적인 힘이 액정분자의 복원력인 탄성에너지와 anchoring 에너지의 힘을 극복하지 못하여 액정 분자의 방위각(twist angle)의 변화가 cell 내부의 중앙부근에서 급격히 변하는 것을 확인하였다.

감사의 글

이 결과물은 정보통신부에서 지원하는 정보처리 단말기용 영상신호 구동 및 입력 IC개발 과제로 수행되었습니다.

참고 문헌

- [1] G. B. Park and W. S. Park, "Optical Simulation of Liquid Crystal Displays", RECTCAM, p. 58, 1998.
- [2] F. C. Frank, "On the theory of liquid crystals", Disc. Faraday Soc., Vol. 25, p. 19, 1958.
- [3] K. Shiele and S. Trimper, "On the elastic constants of a nematic liquid crystal", Phys. Stat. Sol. (b), Vol. 118, p. 267, 1983.
- [4] D. W. Berreman and S. Meiboom, "Tensor representation of oseen-frank strain energy in uniaxial cholesterics", Phys. Rev. A, Vol. 30, No. 4, p. 1955, 1984.
- [5] A. Rapini and M. Papoular, J. Phys. (Paris) Collp. 30, C4-54, 1969.