

論文95-32A-3-14

## 자기신호처리 적외선 감지소자의 온도효과를 고려한 해석적 모델

(An analytical model considering temperature effects in self-signal processing infrared detectors)

趙丙燮\*, 郭桂達\*

(Byung Seob Cho, and Kae Dal Kwack)

## 요약

이론적인 자기보상열전도모델은 자기신호처리 적외선 감지기의 열특성을 고려한 최적설계를 위해 개발하였다. 이 모델은 소자의 열 및 전기적인 거동을 동시에 추적할 수 있도록 열전달 및 전기방정식을 결합하고 있다. 감지도 및 응답도의 열한계는 온도의존함수인 에너지 갭, 캐리어밀도, 수명시간 그리고 이동도 등에 의해 지배를 받는다. 계산결과 감지도는 바이어스전장이 대략 50 V/cm 이상에서 감소하기 시작하는데, 그 이유는 한계를 벗어난 바이어스전장에 의해서 발생한 Joule 열로 인해 감지기의 성능이 저하되기 때문이다. 변조전달함수(MTF)도 바이어스전장이 크게 증가하면 고주파특성이 개선 정도가 제한됨을 확인하였다. 또한 소자내의 온도상승, ambipolar 속도, 소자의 길이 및 두께 등의 최적치를 계산하였다. 이 해석적인 모델은 광전도형 적외선 감지기의 열해석 및 최적설계에 유용하게 이용할 수 있으며, 계산결과는 실험치와도 잘 일치함을 보였다.

## Abstract

A theoretical self-consistent thermoelectric model has been developed for optimal thermal design in the self-signal processing infrared detectors. The model is achieved by employing the coupled thermoelectric equation which allows the simultaneous investigation of the thermal and electrical aspects of device behavior. The thermal limitation of detectivity and responsivity are determined by the energy gap, carrier concentration, lifetime, and mobility as a function of the temperature. The calculated results indicate that the detectivity is decreased at bias fields above about 50 V/cm, because the performance is limiting by temperature when the bias voltage reached the level associated with Joule heating. It has been also found that the improvement in the mid-band modulation transfer function(MTF) may be restricted by increasing the bias fields. Further, the important parameters in the thermal optimization of SPIR detector, such as temperature in the device, ambipolar velocity, element thickness and length, are also considered. The analytical study provides a mathematical basis for optimal design of such a photoconductive IR detector and the agreement between the experimental and theoretical results are seen to be good.

\* 正會員, 漢陽大學校 電子工學科

(Dept. of Elec. Eng., HanYang Univ.)

接受日字: 1994年 10月 27日

## I. 서론

자기신호처리 적외선 감지기(Self-signal Processing InfraRed Detector: SPIR Detector)는 새로운 형의 반도체소자로서 1980년대 초 C.T. Elliott

에 의해서 최초로 개발되었다<sup>[11]</sup>. 이 감지기는 원리적으로 광전도형을 채택하고 있으며 두드러진 특징은 소자 내에 신호검출은 물론 시간-지연-적산기능을 포함하고 있는 것이다. 즉 소자 내에서 신호처리가 가능하다. 그림 1은 SPIR 소자의 기본구조를 나타내고 있다. 입사되는 적외선 신호의 주사방향은 인가된 바이어스 전장에 의해 결정된 캐리어의 드리프트 방향과 일치시키며, 신호의 주사속도와 캐리어의 드리프트속도는 같다고 가정한다. 결과적으로 화상신호는 소자 내에서 자동적산이 되며, 적산된 신호는 개별소자에 의해 생성된 신호를 합한 것과 동일한 결과를 갖는다. 이 소자는 종전에 단일소자를 이용한 시스템 보다 구조적으로 간단하여 신호증폭으로 인한 증폭기의 노이즈가 감소하기 때문에 S/N 비를 개선시키는 특징을 갖고있다.

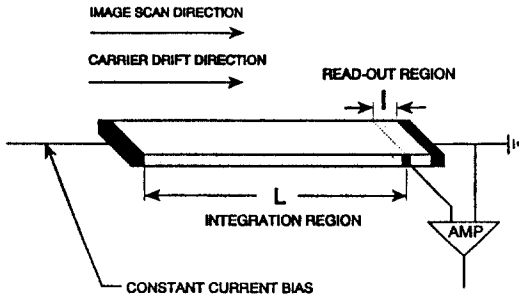


그림 1. SPIR 감지기의 기본구조  
Fig. 1. Basic structure of SPIR device.

그러나 SPIR 소자는 구조적으로 광전도형을 이용하고 있으며, 이 형은 제조공정이 간단한 잇점은 있으나 높은 바이어스전장에서 소모전력의 증가로 Joule열이 상승하고 감지소자의 성능은 저하되는 단점을 지니고 있다. 특히 이 소자의 재료는 HgCdTe 이며, 이 물질은 에너지갭이 좁고, 열적으로 불안정한 특성을 갖기 때문에 작은 온도변화에도 전기적인 파라미터가 민감하게 변하는 단점을 지니고 있다.

SPIR 소자의 최적설계를 위한 연구로는 소자의 길이<sup>[12]</sup> 와 구조<sup>[13][14]</sup>, read-out 구조<sup>[15][16]</sup>, 그리고 바이어스전압<sup>[17]</sup>, 등이 발표되었다. 이 논문들은 온도는 일정한 값으로 고정하고 계산하므로 인해 바이어스 또는 소자의 구조 및 파라미터 변동으로 인한 열효과 해석이 불가능하다. 그러나 광전도형 소자의 동특성은 전기량의 변동에 따른 온도변화를 동시에 고려되어야 정확한 해석이 가능하다. 본 논문에서는 SPIR 소자의 열해석 및 최적설계를 위해 자기보상열전모델 (self-consistent thermoelectric model)을 개발하였다. 이 모델은 1-차원의 ambipolar 연속방정식과

3-차원 정상상태의 열전달방정식<sup>[18]</sup>을 기본으로 하고 있으며, 이들 방정식에 에너지갭, 캐리어밀도 및 수명 시간, 그리고 캐리어 이동도 등은 온도종속함수로 하였다. 이 새로운 해석적인 열전(熱電)모델은 SPIR 소자의 바이어스전압의 범위, 변조전달함수(modulation transfer function: MTF), 소자구조의 설계에 유용한 정보를 제시할 것이다.

## II. Ambipolar 캐리어의 전송특성

외인성 n-형 광전도형 반도체의 ambipolar 전송방정식은 과잉전자 및 정공밀도에 지배를 받는다. 그러나 양질의 균일한 물질에서 전하는  $\delta n = n - n_0 = p - p_0 = \delta p$  인 가정이 성립하며,  $\delta p \ll n_0$  에 의해서  $\tau = \tau_{p0}$  이며, 저준위 주입조건에서 ambipolar 전송방정식은<sup>[9]</sup>

$$D_a \nabla^2 (\delta p) - \mu_a E \nabla (\delta p) + g - \frac{\delta p}{\tau} = \frac{\partial (\delta p)}{\partial t} \quad (1)$$

이다.  $g$  는 전하의 생성율이며,  $\tau$  는 캐리어의 수명시간이며,  $E$  는 SPIR 소자의 양단간의 인가된 바이어스전장이다.  $\delta p$  가  $n_0$  와  $p_0$  보다 매우 작다고 가정하면 ambipolar 확산계수  $D_a$  와 이동도  $\mu_a$  는

$$D_a = \frac{(n_0 + p_0) D_n D_p}{n_0 D_n + p_0 D_p} \quad (2a)$$

$$\mu_a = \frac{(n_0 - p_0) \mu_n \mu_p}{n_0 \mu_n + p_0 \mu_p} \quad (2b)$$

가 된다. 여기서  $n_0$  와  $p_0$  는 평형상태의 전자 및 정공밀도이다.

$x$ -축 방향으로 감지소자의 길이가 폭 및 두께에 비해서 매우 길다고 가정할때 ( $L \gg W, d$ ), 식(1)의 ambipolar 연속방정식은 1-차원으로 근사화 시킬 수 있다. 만약 입사된 열화상 적외선신호에 의해 임의의 시간  $t = t_0$  인 순간, 위치  $x = x_0$  에서  $N$  개의 전자-정공 쌍이 발생하였다고 가정하면, 식(1)의 1-차원 Green 함수의 해는

$$G(x, t | x_0, t_0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D_a(t-t_0)}} \exp \left[ -\frac{(x-x_0 - \mu_a E(t-t_0))^2}{4D_a(t-t_0)} + \frac{t-t_0}{\tau} \right] \quad (3)$$

이다. 여기서  $x$ -축의 길이는 무한대이며, 일정한 바이어스전장  $E$ 을 가했다고 가정했다.

강도가 공간 및 시간좌표  $x_0$  및  $t_0$  따라서 변하는 임의의 생성분포로부터 나타나는 밀도  $\delta p(x, t)$ 는 중첩의 해에 의해서 계산된다. 따라서 정현파 생성원  $g$ , 파수

$k$  에 의해서 국부적인 점  $x_0$ , 순간시간  $t_0$  에 의해 발생하는 단위면적 내에서의 1-차원 과잉캐리어밀도는

$$\delta p(x, t, k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{L/\mu k} dx dt_0 G(x, t | x_0, t_0) g \cdot \exp[-ik(x_0 - vt_0)] \quad (4)$$

이며, 이때 캐리어의 드리프트속도  $v'(\mu_a E)$  와 화상의 주사속도  $v$  가 같다고 가정할때 식(4)의 해인 소수과잉캐리어의 밀도는

$$\delta p(x, t, k) = \frac{1}{(L_b^2 k^2 + 1)} \left\{ 1 - \exp\left[-(L_b^2 k^2 + 1) \frac{L}{\mu_a E \tau}\right] \right\} \tau g \cdot \exp[-ik(x - vt)] \quad (5)$$

이다. 여기서  $L_D = \sqrt{D_a \tau}$  로서 캐리어의 확산길이이다. 식(5)의 첫번째 항은 무한길이 소자의 광학전달함수로서 화상전하의 양이며 이를 변조전달함수(modulation transfer function : MTF)로 정의한다.

$$MTF = \frac{1}{(L_b^2 k^2 + 1)} \left\{ 1 - \exp\left[-(L_b^2 k^2 + 1) \frac{L}{\mu_a E \tau}\right] \right\} \quad (6)$$

여기서 식(6)에서  $k=0$  일때 1로 정규화한 MTF는

$$MTF_0 = \frac{\frac{1}{(L_b^2 k^2 + 1)} \left\{ 1 - \exp\left[-(L_b^2 k^2 + 1) \frac{L}{\mu_a E \tau}\right] \right\}}{1 - \exp\left[-\frac{L}{\mu_a E \tau}\right]} \quad (7)$$

정의한다. SPIR 소자에서 MTF 는 신호의 주사속도와 캐리어의 드리프트속도가 같을때 최대가 되며, 열화상신호를 극대화 시키기 위해서는 이들 속도가 항상 동기되어야 한다. read-out 영역에서 평균과잉캐리어의 밀도는 식(5)를 길이  $l$  에 대해서 평균적분으로 얻어진다.

$$\frac{1}{l} \int_{x_0}^{x_0+l} \delta p(x, t) dx = \frac{g \tau}{(L_b^2 k^2 + 1)} \frac{\sin(k \cdot l/2)}{k \cdot l/2} \left\{ 1 - \exp\left[-(L_b^2 k^2 + 1) \frac{L}{\mu_a E \tau}\right] \right\} \quad (8)$$

식(8)의 과잉캐리어의 축적량은 MTF 와 sinc 함수로 구성되는데, sinc 함수는 샘플링 대역폭을 결정하며, 공간분해능을 최대로 하기 위해서는 확산 대역폭보다 샘플링 대역폭을 크게 하여야 한다. 즉 read-out 길이는  $l \leq 2L_D$  한다<sup>[11]</sup>.

### III. 온도의존감지도 $D'$ 및 응답도 $R$

적외선 감지기의 성능은 분광감지도  $D'_i(\lambda, f, \Delta f)$  와 응답도  $R_i(f)$  의해서 평가된다. 이들은 다음과 같이 정의

된다<sup>[12]</sup>.

$$D'_i \equiv D^*(\lambda, f, \Delta f) = (R_i / V_N)(A \Delta f)^{1/2} \quad (9a)$$

$$R_i = V_S / P_\lambda \quad (9b)$$

여기서  $V_N$ 는 주파수 대역폭  $\Delta f$  내에서 측정된 증폭기 입력의 실효노이즈전압이며,  $V_S$ 는 감지기의 실효 신호전압이며,  $P_\lambda$ 는 감지기의 유효면적  $A$  내에 입사된 실효광학전력이다. n-형 HgCdTe에서  $\mu_e / \mu_h \gg 1$  이며 신호전압  $V_S$ 는 read-out 영역을 지나는 캐리어에 의한 전도도의 변화에 의해서 결정된다.

$$V_S = V_b \frac{\delta p \cdot l}{n \cdot L} \quad (10)$$

여기서  $\delta p$  는 read-out 영역에서 평균 과잉캐리어 밀도이며,  $n$  는 자유전자 캐리어밀도이다. 따라서 식(8), 식(9) 그리고 식(10)를 이용한 온도의존 응답도는

$$R_i(T) = E_b l \left( \frac{l}{nL} \right) \frac{1}{(L_b^2 k^2 + 1)} \left\{ 1 - \exp\left[-(L_b^2 k^2 + 1) \frac{L}{\mu_a E \tau}\right] \right\} \frac{\sin(k \cdot l/2)}{k \cdot l/2} \frac{1 - \exp(-\alpha d)}{d} \eta \frac{1}{A E_i} \quad (11)$$

이다. 여기서  $\eta$  는 양자효율이며,  $\alpha$  는 광흡수계수이며,  $E_i$ 는 입사광자에너지 그리고  $A$  는 감지기의 유효 단면적이다.

감지기의 지배적인 노이즈원은 열 또는 주변 방사선으로 발생하는 캐리어밀도의 변동으로 인한 생성 및 소멸노이즈(g-r noise)이다. 직접 재결합이 지배적인 반도체에서 단위 주파수 대역폭  $\Delta f$  당의 노이즈는 Wiener-Khintchine 이론을 이용하여 전압변동의 분광밀도로서 얻어진다<sup>[13]</sup>.

$$V_{g-r}^2 = 4 \left( \frac{E}{n W d} \right)^2 \frac{\overline{\delta p^2} \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} G(\omega \tau, \omega \tau_a) \quad (12)$$

저주파에서 함수  $G$ 는<sup>[14]</sup>

$$1 - \frac{\tau}{\tau_a} (1 - \exp(-\tau_a / \tau)) \quad (13)$$

이다. 여기서  $\tau_a = \mu_a E / l$  은 read-out 영역을 지나는 ambipolar 캐리어의 통과시간이다.

$$\overline{\delta p^2} \approx p(L) h \omega d = \left\{ p_0 + g_b \tau \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{\mu_a E \tau}\right) \right] \right\} h \omega d \quad (14)$$

따라서 식(12)(13)(14)로 부터 저주파에서 노이즈의 분광밀도는

$$V_{g-r}^2(T) = 4 \left( \frac{E^2}{n^2} \right) \frac{l \tau}{\omega d} \left\{ p_0 + g_b \tau \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{\mu_a E \tau}\right) \right] \right\} \left\{ 1 - \frac{\tau}{\tau_a} \left( 1 - \exp\left(-\frac{\tau_a}{\tau}\right) \right) \right\} \quad (15)$$

이다.

주변 방사선속(東) 환경에서 read-out 영역의 자유 캐리어밀도는

$$n = n_o + P_b \quad (16)$$

이며,  $P_b$  는 안정상태 ( $k=0$ )에서의 background 광캐리어밀도로서 식(8)로 부터

$$P_b = g_{bo} \tau \left( 1 - \exp\left(-\frac{L}{\mu_a E \tau}\right) \right) \quad (17)$$

이다. 체적 내의 주변 방사선에 의한 평균 광캐리어밀도  $g_{bo}$  는

$$g_{bo} = \eta Q_B [ 1 - \exp(-ad) ] / d \quad (18)$$

이다.  $Q_B$  는 주변 방사선속밀도,  $a$  는 흡수계수 그리고  $d$  는 HgCdTe 의 두께이다.

감지도 및 응답도는 다수 및 소수캐리어밀도, 캐리어 수명시간 및 이동도 그리고 흡수계수 등의 온도의존특성에 지배된다. 도너의 활성화에너지를 무시한 열평형상태에서의 전자 캐리어밀도는<sup>[12]</sup>

$$n_o = \frac{N_D - N_A}{2} + [ (N_D - N_A)^2 / 4 + n_i^2 ]^{1/2} \quad (19)$$

이다. 여기서  $N_D - N_A$  는 비보상 도너밀도이며  $n_i$  는 진성캐리어밀도이다.

에너지갭  $E_g$  보다 큰 광자에너지에 의한 흡수계수는<sup>[15]</sup>

$$\alpha = 2.109 \times 10^5 \left[ \frac{1+x}{[81.9+T]} \right]^{1/2} \quad (20)$$

이다. 여기서  $x$  는 조성비이며,  $T$ 는 소자의 온도이다. 에너지갭  $E_g$  보다 적은 에너지에서 band-tail 흡수가 발생하는데 식(20)은 이를 고려하고 있다.

감지기의 주변방사선속밀도(background radiation flux density)  $Q_B$  는 차단파장  $\lambda_c$ 에 함수이다. 근사화된  $Q_B$  는<sup>[16]</sup>

$$Q_B = \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \int_0^{\lambda_c} \frac{2\pi C}{\lambda^4 [ \exp(hc/\lambda kT) - 1 ]} d\lambda \quad (21)$$

이다. 여기서  $\theta$  는 흑체원(blackbody source)이 500K 를 가정할때 감지기의 시계(field of view:FOV)이며, 이 식은 Planckian 흑체 광자분광 emittance 함수이다. 여기서  $C$  는 광속도이다.  $\lambda T \leq 5000 \mu mK$  인 조건에서 식(21)은 적분이 가능하다.

$$Q_B = \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) 1.5202 \times 10^{11} \left(\frac{81}{\pi^4}\right) T^3 \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \left[ 1 + \left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)^2 \right] \quad (22)$$

양질의 8-14 $\mu$  HgCdTe에서 소수캐리어의 수명시간은 Auger 재결합에 지배를 받는다. Auger 수명시간은<sup>[15]</sup>

$$\tau_A = \frac{2 n_i^2 \tau_{Ai}}{(n_o + p_o)(n_o + \beta p_o)} \quad (23)$$

이다.  $\tau_{Ai}$  는 진성반도체의 Auger 수명시간으로서

$$\tau_{Ai} = 3.8 \times 10^{-18} \varepsilon^2 (m_o/m_h^*) (1+\mu)^{1/2} (1+2\mu)(E_g/kT)^{3/2} \exp\left(\frac{1+2\mu}{1+\mu} \frac{E_g}{kT}\right) |F_1 F_2|^2 \quad (24)$$

이다. 여기서  $\mu = m_o^*/m_h^*$ ,  $m_o^*$  와  $m_h^*$ 는 전자 와 전공의 유효질량이며,  $m_o$ 는 전자의 정지 질량이다. 상대유진상수  $\varepsilon$ 는  $\varepsilon = 20 - 9.4x$  로 부터 계산되며,  $F_1$  과  $F_2$  는 주기적인 Bloch 함수의 중첩상수로서 실험자료로부터 fitting 한 결과로  $|F_1 F_2| = 0.2$  를 선택하였다.  $\beta$  는 진성 수명시간의 비로서

$$\beta = \mu^{1/2} \left( \frac{1+2\mu}{2+\mu} \right) \exp\left(-\frac{(\mu-1)E_g}{(\mu+1)kT}\right) \quad (25)$$

여기서  $m_h^*/m_o = 0.55$  로 취하고 있으며 일반적으로 저온에서  $\beta$ 는 무시할 수 있다.

소수캐리어의 드리프트 이동도를 결정하는 산란이론은 음향양자(phonon), 이온화된 불순물, 중성불순물, 그리고 dislocation 에 의한 산란으로 구성된다. 이런 산란 과정이 고려된 n-형 HgCdTe 단결정에 의한 온도의존 정공이동도는<sup>[17]</sup>

$$\mu_h \propto T^{-5/2} [ \exp(x) - \exp(-x) ] / K_1(x) \quad , x = E_o/2kT \quad (26)$$

이다. 여기서  $E_o$ 는 광학적 형식의 음향양자 에너지, 그리고  $K_1(x)$  는 1 차항의 modified Bessel 함수이다.<sup>[18]</sup>

온도 의존성을 갖는 진성캐리어밀도  $n_i$  와 에너지갭  $E_g$  는 J.L.Schmit 모델 식을 이용하였다.<sup>[19][20]</sup> 이 식은 조성비가  $0.2 \leq x \leq 0.6$  범위 내에서 선형특성을 갖는다.

#### IV. 정상상태 열전달방정식

반도체 소자 내에서 바이어스전류로 인해 발생하는 Joule 열에 의한 열분포는 정상상태의 열전달방정식으로 해석이 가능하다. 그러나 열원 및 패캐징의 형상에

따라서 방정식의 해가 큰 차이를 보인다. 본 논문에서 취급하는 소자와 같이 기관이 다층구조일때는 그 해는 다소 복잡하나 참고문헌 [8]에서 이 해법을 제시하고 있다. 이 방정식은 비체차 경계조건을 선형화시키기 위하여 Green함수를 이용하고 있으며, 3-차원 정상상태의 열전달방정식의 해는

$$T_1(x, y, z) = \int_{-c}^c \int_{-d}^d dx_0 dy_0 G_{11}(x, y, z | x_0, y_0, z_0) \frac{q(x_0, y_0)}{k_1} + T_c \quad (27)$$

이다. 식(28)의 Green함수는

$$G_{11}(x, y, z | x_0, y_0, z_0) = \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{X_{1m}(x) X_{1m}(x_0) Y_{1n}(y) Y_{1n}(y_0) Z_{1p}(z) Z_{1p}(z_0)}{N_{1m} N_{1n} N_{1p} (\beta_{1m}^2 + \gamma_{1n}^2 + \eta_{1p}^2)} \quad (28)$$

이다. 여기서

$q(x_0, y_0)$ 는  $z=0$  인 평면에서의 전력 밀도이며,  $k_1$ 은 epoxy의 열 전도도이다.  $\beta_{1p}$ ,  $\gamma_{1n}$ ,  $\eta_{1p}$ 는 eigenfunction  $X_{1m}(x)$ ,  $Y_{1n}(y)$ ,  $Z_{1p}(z)$  의 eigenvalue이며,  $N_{1m}$ ,  $N_{1n}$ ,  $N_{1p}$  는  $x, y, z$  축의 norm이다. 각각의 eigenfunction은  $X_{1m}(x) = \cos(\beta_{1m}x)$ ,  $Y_{1n}(y) = \cos(\gamma_{1n}y)$ ,  $Z_{1p}(z) = \cos(\eta_{1p} \sqrt{k_1 z})$  이다.

### V. 자기보상열전(熱電) 모델

자기보상열전모델(self-consistent thermoelectric model) 은 감지소자의 동작상태에서 열 및 전기적인 행위를 동시에 해석하기 위한 방법으로 정상상태의 열 전달방정식과 전력밀도방정식을 결합하여 이들의 값들이 자기일치에 도달하도록 반복을 한다. ambipolar 연속방정식과 그 식의 파라미터인 에너지갭, 캐리어밀도, 캐리어의 수명시간, 그리고 이동도 등은 온도의존 함수로 하였다. 자기보상열전모델의 흐름도는 그림 2에 나타내었다. 초기조건의 파라미터 및 계산모드를 결정하며, 초기 냉각온도는 77 K 로한다. 그리고 정상상태 열전달방정식의 해로부터 초기조건에 의한 상승온도를 구한다. 이때 열전달방정식과 전력밀도의 방정식은 서로의 함수로 온도는 전력밀도에 바이어스전장은 온도에 영향을 미친다. 즉 온도가 초기치에 의해서  $T = T_0 + \Delta T$ 로 상승하면 이로인해 전력밀도는 상승하며, 이 값은 다시 열전달방정식의 초기치가 된다. 이렇게 온도 및 전력밀도의 변동율이 정상상태에 도달할때 까지 계산을 반복한다. 최종적으로 수렴되어 얻은 온도로 각 온도종속 전기 방정식은 계산이 되며, 그 결과로부터 온도의존 감지도, 응답도 그리고 g-r 노이즈가

계산이 된다. 그리고  $x$  변수는 증가되어 설정된 값까지 반복을 한다.

### VI. 계산결과와 토론

시계(field of view:FOV)가 55°, 30°, 20°에서 바이어스전장에 따른 감지기의 감지도 및 응답도 그리고 g-r 노이즈전압을 그림 3,4,5에 나타내고 있다. 본 논문에서 제시한 이론으로 계산한 결과는 C.T.Elliott 등의 실험결과와 비교하기 위해서 소자의 크기 및 파라미터의 값은 참고문헌 [14]와 동일하게 하였다. 소자의 길이는 1 mm, 폭은 50  $\mu$ m, read-out 길이는 65  $\mu$ m 이며, 초기온도는 77 K, 대역은 8-14  $\mu$ m 에서 계산하였다. ambipolar 이동도는 각각의 시계에 따라서 396, 445, 467  $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{sec}$ 로 하였으며, 이 값은 77 K 에서의 이동도이며, 식(26)인 온도의존 이동도에 지배를 받는다. 여기서 양자효율은 0.6 으로 하였다.

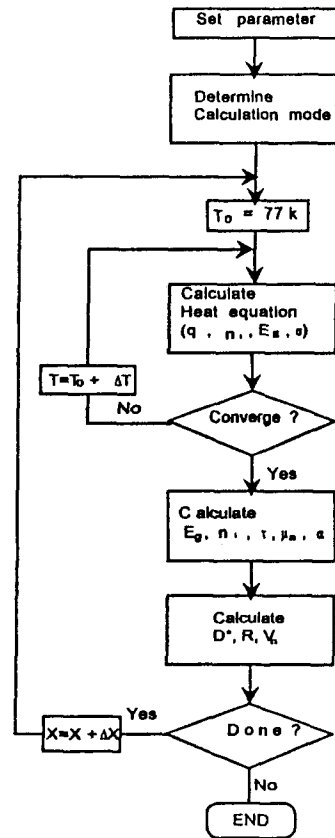


그림 2. 자기보상열전모델의 흐름도  
Fig. 2. Flow chart for self-consistent thermoelectric model.

일반적으로 SPIR 소자는 바이어스전장이 증가함에 따라서 응답도 및 노이즈전압이 증가한다. 감지도도 식 (9a)에서와 같이 응답도와 노이즈의 비로서 결정되므로 전장이 클수록 감지도는 향상된다. 응답도의 기울기는 노이즈전압에 비교해 10배 가까이 크다. 그러나 C.T.Elliott 의 실험결과에서 바이어스전장이 60 V/cm 이상에서는 FOV에 관계없이 감지도가 현저히 감소한다. 그 원인은 바이어스전장이 크면 전력소모가 증가하여 Joule 열이 상승하고, 이로인해 캐리어의 이동도 및 수명시간은 감소하며, 캐리어밀도는 증가하기 때문이다. 특히 응답도는 캐리어 이동도의 의존성이 노이즈전압에 비해 크므로 임계전압 이상에서는 급격히 떨어지는 현상을 보인다. 결과적으로 SPIR 소자의 감지도는 급격히 감소한다. 그림 3,4,5에서 점선은 종전 모델의 계산결과이며, 실선은 본 논문에서 제시한 자기보상열전모델에 의한 계산결과이다. 현모델이 종전모델과의 차이점은 바이어스전장이 증가하므로 인한 온도 상승분이 열전 케환법으로 자기보상이 되는 것이다. Joule열에 의한 영향은 전장이 40 V/cm 부근 부터 나타나기 시작한다. 종전모델은 전장에 비례해 감지도가 단조 증가하는데 비해 현모델은 전장이 증가하면 어느 임계전압 이상에서 급격히 감소된다. 즉 현모델은 낮은 전장은 물론 높은 전장에서도 계산결과가 실험치와 매우 일치함을 볼 수 있다.

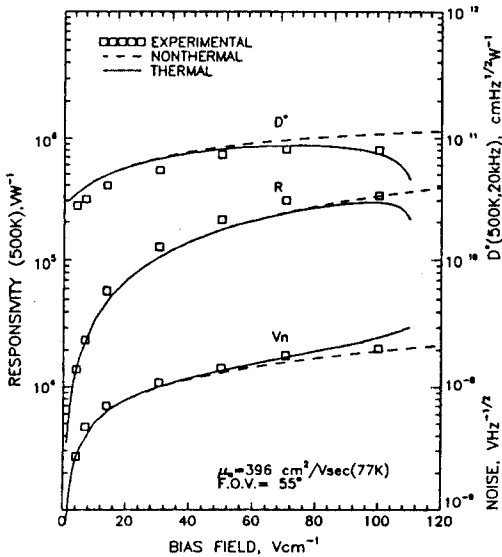


그림 3. 시계 55° 에서 바이어스전장에 함수로  $D^*$ , R 그리고 g-r 노이즈  
 Fig. 3. Calculated  $D^*$ , R and g-r noise vs bias electric field in 55° field of view.

캐리어의 분포가 read-out 영역에 도달할때 얻는 펄스폭은 소수캐리어의 운반시간 동안의 적산양과 확산정도에 의해 결정된다. 캐리어의 확산은 바이어스전압과 밀접한 관계가 있으며, 특히 read-out 영역에서의 기하학적인 구조로 인해 발생하는 불균일한 전장에 기인한다. 여기서 운송되는 캐리어전하의 양은 식 (7)에서 변조전달함수(MTF)로 정의하고 있다. 이 MTF는 열생성전하의 적산은 물론 운송시간 동안의 생성된 캐리어의 확산에 제한을 받으며 바이어스전압의 함수이다. 따라서 펄스의 모양은 이러한 조건들에 의해 결정된다. read-out 영역에서 MTF는 read-out 영역의 크기 감소 또는 기하학적인 구조의 변형으로 불균형한 전장을 균등하게 하므로써 개선시킬 수 있다. horn 또는 tapered 구조는 이러한 점등을 개선시키기 위한 새로운 형의 감지기이다<sup>[21]</sup>.

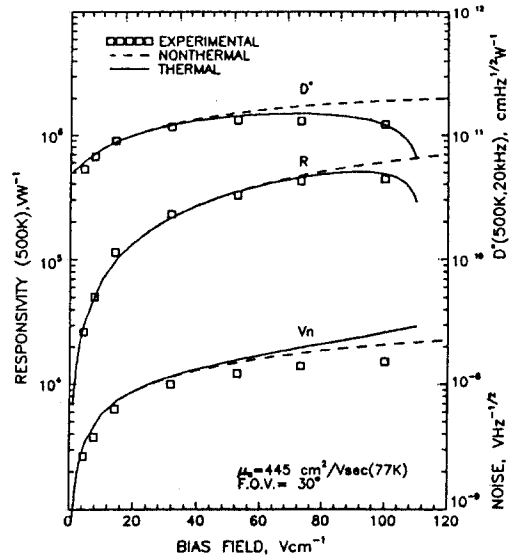


그림 4. 시계 30° 에서 바이어스전장에 함수로  $D^*$ , R 그리고 g-r 노이즈  
 Fig. 4. Calculated  $D^*$ , R and g-r noise vs bias electric field in 30° field of view.

SPIR 소자가 최적의 운전을 위해서는 바이어스전압에 따른 공간주파수를 변수로한 캐리어의 분포, 그리고 이같은 동작조건에서 캐리어의 확산에 기인하는 MTF를 평가하는 것이 필요하다. 그림 6은 공간주파수의 함수로서 바이어스전압에 따른 MTF를 나타내고 있다. 여기서 실선은 열효과를 포함한 모델의 결과이며, 점선은 종전모델의 경우이다. 일반적으로 바이어스전압이 증가할수록 MTF는 높은 주파수에서 특성이 개선된다. 그 이유는 캐리어의 주행 시간이 단축되어 캐리

어확산에 의한 영향이 적기 때문이다.

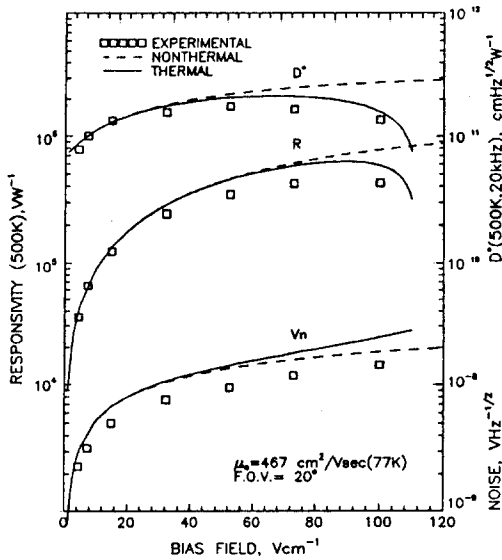


그림 5. 시계 20° 에서 바이어스전장에 함수로 D\* , R 그리고 g-r 노이즈  
 Fig. 5. Calculated D\*, R and g-r noise vs bias electric field in 20° field of view.

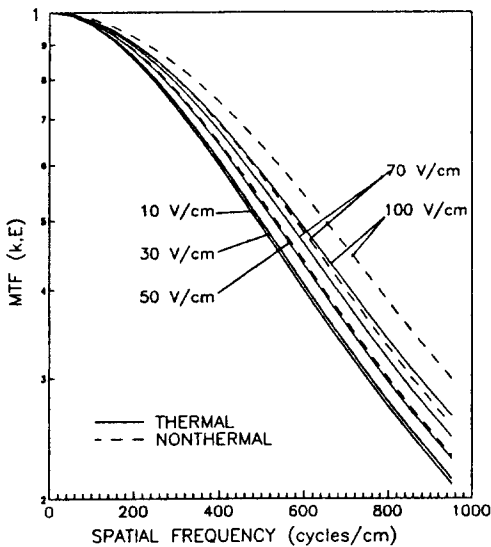


그림 6. 전장에 따른 공간주파수의 함수로 변조전달함수.  
 Fig. 6. Calculated modulation transfer function vs spatial frequency for the bias electric fields.

그러나 바이어스전장이 50 V/cm 이상에서 열모델을

이용한 MTF 는 그 증가 정도가 현격히 감소한다. 왜냐하면 높은 바이어스전장에서 소자 내의 Joule 열이 크게 상승하며, 그 열은 온도의존 파라미터에 저하를 초래한다. 격자 열진동에 의한 산란으로 부터 계산된 이동도는 이론적으로  $T^{-3/2}$  에 비례하는 온도 의존성을 갖는다<sup>[7][22]</sup>. 온도가 감지기 내에서 상승으로 인한 이동도의 변화는 캐리어 주행시간 및 확산분포를 변화시킨다. 따라서 SPIR 소자를 이용한 열화상 시스템 설계자는 바이어스전압에 의한 열효과를 고려한 최적조건을 찾는 것이 요망된다.

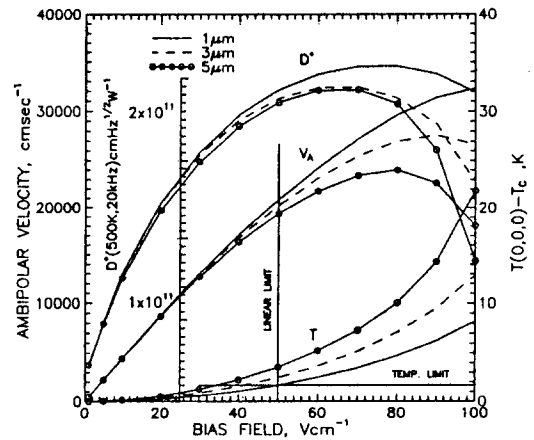


그림 7. Epoxy 두께에 따른 바이어스전장의 함수로 ambipolar속도, 감지도및 온도.  
 Fig. 7. Ambipolar velocity, detectivity and temperature as a function of bias field for a varying thickness of epoxy.

그림 7은 바이어스전장의 함수로 SPIR 소자의 접착체인 epoxy 두께에 따른 감지도, ambipolar 속도, 그리고 소자 내에서 온도상승을 나타내고 있다. epoxy의 두께에 다소 차이는 있지만 바이어스전장이 60-80 V/cm 에서 감지도는 최대값을 갖는다. 바이어스전장이 증가할수록 감지도의 감소는 앞에서 기술한바와 같이 Joule 열에 의한 전기적인 파라미터의 저하가 원인이지만, 여기서는 특히 주사속도와 캐리어의 드리프트속도 관계를 기술하고 있다. 일반적으로 열화상 주사속도와 바이어스전압에 의한 캐리어의 드리프트속도가 같지 않을때 생성된 캐리어의 적산편차로 MTF는 감소하며, 감지도도 감소하여 화질의 저하를 초래한다. 따라서 주사속도와 드리프트속도를 동기시키기 위해서는 ambipolar 드리프트속도가 선형영역 내에서 동작할때 가장 용이할 것이다. 우리는 이것을 바이어스전장의 선형한계로 정의하였으며, 그 점에서 수선을 그어 온도상

승 곡선과 만나는 교차점을 소자 내에서 상승하는 한 계온도로 정의하였다. 예를들어 epoxy의 두께가 1  $\mu\text{m}$ 에서 바이어스전장의 선형한계는 50 V/cm이며, 그 수선과 교차하는 점은 한계온도로서 1.7  $^{\circ}\text{C}$ 이다. 이 온도를 기준으로한 epoxy의 두께가 3.5  $\mu\text{m}$ 에서 바이어스전장의 선형한계는 40, 30 V/cm 된다. 이 계산에서 기판의 단면적은 4cm x 4cm이며, sapphire의 두께는 500  $\mu\text{m}$ , epoxy의 열전도도는  $5 \times 10^{-3}$  W/cm-K, sapphire의 열전도도는 온도 의존함수인  $16616.8 * T^{-2.4}$  로하였다<sup>[8]</sup>.

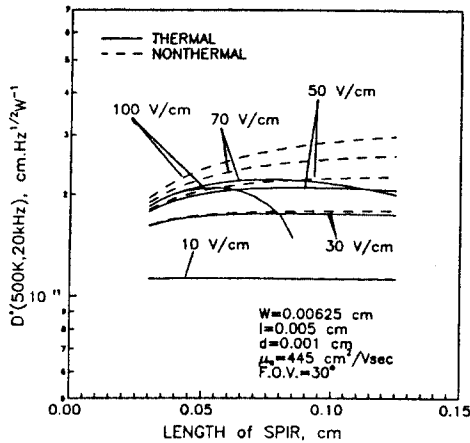


그림 8. 바이어스전장에 따른 SPIR 길이의 함수로 열모델 포함 및 포함하지 않은 감지도의 비교

Fig. 8. Comparison of thermal and non-thermal detectivity as a function of length of SPIR for a varying bias fields.

그림 8은 여러 바이어스전장에서의 SPIR 소자의 길이에 따른 감지도를 나타내고 있다. 광 생성 캐리어 밀도는 적산길이에 비례하지만 길이에 따른 이차적인 효과, 즉 캐리어 이동도, 수명시간, 그리고 전장 등에 의해서 미치는 영향을 고려하여야 한다. 광생성캐리어의 드리프트속도도 주사위치에 따라서 변할 것이다. 특히 바이어스에 따른 온도효과도 소자의 길이에 밀접한 관계가 있다. 그림 8에서는 열모델이 포함된 경우와 그렇지 않은 경우를 비교하고 있다. 열모델이 포함하지 않은 경우 작은 바이어스전장에서는 소자의 길이에 관계없이 감지도는 포화되며 전장이 증가할수록 감지도는 소자길이의 함수로서 다소 증가하고 있다. 즉 이 모델에서는 소자의 길이가 증가함에 따라서 열에 의한 이차효과가 고려되지 않은 관계로 최적의 길이를 찾을 수 가없다. 그에 반해 열모델을 포함한 경우 SPIR 소

자의 길이와 바이어스전장의 크기에 따라서 감지도가 매우 민감한 영향을 받고 있다. 전장이 70-50 V/cm에서는 SPIR 소자의 길이는 700-800  $\mu\text{m}$  부근에서 성능이 최대가 되며 30 V/cm에서는 SPIR 소자의 길이에 무관함을 보이고 있다. 결과적으로 바이어스전장을 최대 50 V/cm 까지 가변 시킨다고 가정할 때 SPIR 소자의 길이는 750  $\mu\text{m}$  정도가 최적임을 알 수 있다.

그림 9는 MCT 두께에 따른 감지도를 나타내고 있다. 열모델이 포함되지 않은 경우 바이어스전장에 따라서 감지도는 증가하지만 두께가 8 $\mu\text{m}$  부근에서 포화됨을 보이고 있다. 그러나 열모델에서는 바이어스전장이 증가함에 따라서 감지도는 증가하지만 두께에 의존성이 강하다. 그 이유는 MCT 두께가 증가함에 따라 소자의 저항은 감소하며 이로인해 바이어스전류는 증가하여 Joule열이 상승하기 때문이다. 바이어스전장이 50 V/cm에서 최적의 두께는 10  $\mu\text{m}$ 이다.

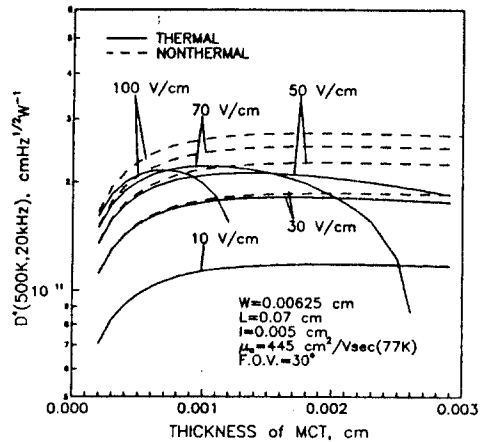


그림 9. 바이어스전장에 따른 MCT 깊이의 함수로 열모델 포함 및 포함하지 않은 감지도의 비교

Fig. 9. Comparison of thermal and non-thermal detectivity as a function of thickness of MCT and bias fields.

### VII. 결론

자기신호처리 적외선 감지기의 열 및 전기적인 행위를 동시에 해석하기 위하여 자기보상열전모델을 개발하였다. 본 논문에서는 광전도형 IR 소자의 성능지수를 평가하기 위해 온도의존 감지도  $D^*$  및 응답도  $R$ 을 계산하였다. 그 결과 감지도는 시계(55 $^{\circ}$ , 30 $^{\circ}$ , 20 $^{\circ}$ )에 관계없이 바이어스전장이 60 V/cm 이상에서 현저



히 감소하는데, 그 원인은 바이어스전장이 증가함으로써 Joule열이 상승하고 이로인해 캐리어의 이동도 및 수명시간은 감소하여, 캐리어밀도는 증가하기 때문이다. 운송되는 캐리어전하의 양에 의해서 크기가 결정되는 변조전달함수는 감지기의 바이어스전압이 증가할수록 고주파 MTF특성은 개선된다. 그러나 이 또한 Joule 열로 인하여 제한을 받으며, 지나친 바이어스전압의 증가는 오히려 소자의 성능을 저하시킨다. Joule 열의 상승하는 주요인은 기판재료, 접촉층의 열저항 그리고 바이어스전장에 기인한다. 또한 열화상 주사속도와 캐리어의 드리프트속도가 같지 않을때 생성된 캐리어의 적산편차로 MTF는 감소하며 화질은 저하된다. 따라서 주사 및 드리프트속도를 동기시키기 위해서는 ambipolar 캐리어의 드리프트속도가 선형영역 내에서 동작할때 가장 용이하다. 이때 캐리어의 드리프트속도가 선형성을 갖기 위해서는 소자내에서 한계상승온도는 1.7 K 이하로 제한 하여야한다. 그외 열전모델을 이용하여 소자길이 및 두께의 최적치를 계산하였다. 이들은 각각 바이어스전장을 50 V/cm를 가정할때 길이는 750  $\mu\text{m}$  두께는 10  $\mu\text{m}$  임을 밝히었다.

결론적으로 이 모델은 광전도형 적외선 감지기의 열전효과 평가 및 최적설계를 위한 방법을 제시하고 있으며, 소자의 열안정을 결정하기 위한 DC 및 AC 조건을 찾는 데 있다.

### 참 고 문 헌

- [1] C.T.Elliott, "New Detector for Thermal Imaging System," Electron Lett., Vol.17, pp.312, 1981.
- [2] G.D.Boreman and A.E.Plogstedt, "MTF and Number of Equivalent Elements for SPRITE Detector", Appl. opt., vol. 27, pp.4331-4335, 1988.
- [3] J.Wotherspoon, R.J.Dean, M.D.Johns, T. Ashley, C.T.Elliott, and A.M.White, "Developments in SPRITE Infrared Detectors", Proc. SPIE f10, 102-112, 1984.
- [4] X.Zhijun and F.Wenging, "Optimization of SPRITE Detectors," Infrared Phys. vol.30, pp.489- 497, 1990.
- [5] T.Ashley, C.T.Elliott, A.M.White, J. Wotherspoon, and M.D.Johns, "Optimization of Spatial Resolution in SPRITE Detectors," Infrared Phys., vol.24, pp. 25-33, 1984.
- [6] G.D.Boreman and A.E.Plogstedt, "Spatial Filtering by a Line-Scanned Nonrectangular Detector: Application to SPRITE readout MTF", Appl. Opt., vol.28, pp.1165-1168, 1989.
- [7] G.V.Poropat, "The Effect of Bias Voltage on SPRITE Detector MTF", Infrared Phys. vol.26, pp.9-15, 1986.
- [8] 조병섭, 박계달, "광전도 적외선 감지기의 열효과 모델링: SPIR 소자의 최적설계", 전자공 학회 논문지, vol.31, no.11, 1994
- [9] J.P.Mckelvey, "Solid State and Semiconductor Physics", CH.10, Harper & Row, New York, 1966.
- [10] G.D.Bpreman and A.E.Plogstedt, "Modulation Transfer Function and Number of Equivalent Elements for SPRITE Detectors," Appl. Opt., vol.27, pp.4331-4335, 1988.
- [11] D.J.Day and T.J.Shepherd, "Transport in Photo-Conductors-1," Solide-state Electronics vol.25, pp.707-712, 1982.
- [12] R.K.Willardson and A.C.Beer, Semiconductors and Semimetals, vol.18, academic press, 1981.
- [13] Van der ziel A., In Fluctuation Phenomena in Semiconductors, P.32, Butterworths (1959).
- [14] C.T.Elliott, D.Day and D.J.Wilson, "An Integrating Detector for Serial Scan Thermal Imaging, Infrared phys., vol. 22, pp.31-42, 1982.
- [15] S.E.Schacham and E.Finkman, "Recombination Mechanisms in P-type HgCdTe: Freezeout and Background Flux Effects, J.Appl. phys. vol.57(6), 15, pp. 2001-2009, 1985.
- [16] N.Sclar, "Temperature Limitation for IR Extrinsic and Intrinsic Photodetectors, IEEE Trans. Electron Device, ED-27, pp.109-118, 1980.
- [17] N.Oda, "Temperature Dependence of Ambipolar Mobility for a 0.1eV n-type HgCdTe Photoconductor," Infrared phys., vol. 28, pp.91-95, 1988.

- [18] M. Abramowitz and I.A. Stegun "Handbook of Mathematical Functions", National Bureau of Standards Applied Mathematics Series. 55, Ch.9, 1982.
- [19] G.L. Hansen and J.L. Schmit, "Calculation of Intrinsic Carrier Concentration in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ," J. Appl. Phys. vol.54, no.3, 1983.
- [20] J.L. Schmit "Intrinsic Carrier Concentration of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  as a Function of  $x$  and  $T$  using KP Calculations", J. Appl. Phys., vol. 54(7), 1970.
- [21] T. Ashley, C.T. Elliot, A.M. White, J.T.M. Wot herspo on and M.D. Johns, Infrared Phys., vol.24, 25, 1984.
- [22] W. Scott, J. Appl. Phys. vol.43, 1972.
- [23] C.T. Elliot, "SPRITE Detectors and Staring Arrays in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ", SPIE vol.690, Infrared Systems and Components II, 1988.

---

 저 자 소 개
 

---

趙 丙 變(正會員) 第 30卷 A編 第 7號 參照

현재 한양대학교 대학원 전자공학과 박사과정, 두원공업전문대학 전임강사

郭 桂 達(正會員) 第 29卷 第 6號 參照

현재 한양대학교 공과대학 전자공학과 교수, 한양대학교 첨단반도체연구소 소장