

## 합금강 표면결함의 잔류누설자장에 관한 연구

이인선\* · 박은수\*\*

### A Study on the Residual Leakage Field in the Surface Defect of Alloy Steel

I. S. Lee and U. S. Park

**Abstract** The important point of MPI is the analysis of leakage field in the defective regions. The analysis of leakage field depends on many factors such like geometry and character of defect.

In general the calculation of magnetic leakage fields arising from such defects presents an extremely complicated mathematical problem and is practically insoluble, since the inhomogeneities have complex geometrical shapes and may differ in physical nature. Therefore, this paper describes Hall probe measurements of residual leakage field around artificial flaws in alloy steel bar, and shows how the results to recent developments in 2D dipole and analytic models of the magnetic field defect interaction.

#### NOMENCLATURE

H : Intensity of Magnetic field(Amp/m)  
B : Flux density (Wb/m<sup>2</sup> or gauss)  
Q : Magnetic charge  
 $\mu$  : Permeability  
 $\sigma$  : Density of magnetic charge  
r : Position Vector  
 $\phi$  : Vector potential or Scalar function  
g : Volume element coefficient in general  
coordinate or metrical coefficient  
U : Set of general coordinate  
 $R_s : \sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)}$  ( $s = \xi, \eta, \zeta$ )  
R<sub>c</sub> : Outer radius of specimen

E(k,  $\psi$ ) : Incomplete elliptic integral of the 2nd kind  
I : Electric current  
 $\bar{y}$  : b/a  
 $\beta$  : c/b  
a : Flaw half width  
b : Flaw depth  
c : Flaw length

#### 1. 서 론

비파괴탐상법에서 최초로 응용된 물리적 특성은 자기효과로 알려져있는바<sup>1)</sup> 자분탐상법은 그 대표적인 예라고 할 수 있다.

\* ADD 비파괴검사실

\*\* 서울산업대학 재료공학과

접수 : 1989년 1월 20일

19세기 말엽부터 지속적인 발전을 해오고있는 자본법은 산업현장에서 매우 유효하기는 하나 현재까지 결합형상에 따른 누설자장과 금속재료의 자기적 성질에 관한 이론이 정립되어 있지않은 실정이다. 1966년에 발표된 Zatssep인과 shcherbinin의 이론치<sup>2)</sup>는 실제 누설자장의 측정치와 정성적인 일치를 보이고 있으나 금속의 투자율과 외부자장강도에 대해서는 언급이 없으며 결합의 표면자하 밀도에 관해서도 명확한 해석을 결여하고 있다. 그후 1975년 Hwang과 Load는 자화조건과 피검체의 투자율간에 관련한 해를 유한요소법<sup>3)</sup>으로 얻었으나 이는 누설자장을 해석하는데 물리적인 의의가 부족한 것으로 사료된다. 그러나 실제 다양한형상의 결합에 관한 누설자장 강도를 추측하는데는 매우 유용한 연구 결과로 평가되고 있다. 최근들어 1986년에 발표된 C. Edward의 해석적 모델<sup>4)</sup>은 주목할만하나 결합형상을 타원면(Ellipsoid)으로 모델화한 이론식을 장방형 Notch의 실험적 결합형상에만 적용하는 불충분함을 보였다.

본 연구는 이러한 배경하에 결합표면의 자하밀도와 결합형상간의 관계 및 산업용 강재의 투자율과 외부자장을 누설자장과 관련하여 고찰함으로써 실제 결합양상에 근접한 해석적 모델식을 얻고자 하였다.

2. 이 론

2-1. 결합형상과 전자기장

Fig. 1은 시편표면에 U notch를 주고 그 단면을 나타낸 것이다.

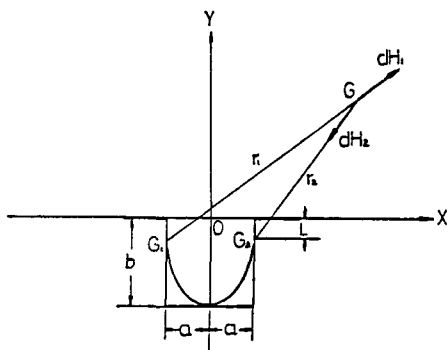


Fig. 1. 2D model of internal field in the surface flaw.

자유공간내에서 임의로 분포한 자기쌍극자(Dipole)에 의한 자장은 다음과 같이 표현할 수 있다.<sup>5)</sup>

$$H = -Q \nabla \left( \frac{1}{r} \right) \dots \dots \dots (1)$$

여기서 두 표층결합면의 미분소 dL에 관한 자하(Magnetic charge) dQ는 다음식으로 나타낼 수 있기 때문에, G점에서의 자장 즉 누설자장은, (3)식과 같이된다.

$$dQ = \sigma_s dL \dots \dots \dots (2)$$

$$dH = \frac{2 \sigma_s dL \hat{r}}{r^2} \dots \dots \dots (3)$$

Zatssep인과 Shcherbinin은 Fig. 1과 같은 형상에서 기저부가 없는 결합을 가정하여 누설자장의 접선 및 법선 성분식을 아래와 같이 유도하였다.

$$H_x = 2 \sigma_s \left[ \arctan \frac{b(x+a)}{(x+a)^2 + y(y+b)} - \arctan \frac{b(x-a)}{(x-a)^2 + y(y+b)} \right] \dots \dots \dots (4-1)$$

$$H_y = \sigma_s \ln \frac{[(x+a)^2 + (y+b)^2][(x-a)^2 + y^2]}{[(x+a)^2 + y^2][(x-a)^2 + (y+b)^2]} \dots \dots \dots (4-2)$$

그러나 이들의 가정은 실제 결합 형태의 일부분만을 고려한 것으로서 좀더 일반적인 결합 양상을 포함해야만 한다.

보통 결합을 상정할 때는 공동형(cavity)과 균열형(crack)으로 대별할 수 있는데 (4-1)과 (4-2) 식은 공동형에 적합한 식이라 할 수 있겠다.

Fig. 2는 표면균열에 대한 2차원적 모델을 제시한 것으로서 가상의 y축에 대하여 비대칭 형태의 가장 일반적인 균열 양상을 보여주고 있다.

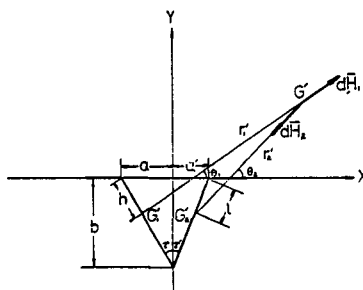


Fig. 2. 2D model of internal field in the oblique crack.

대부분의 실제 결함은 금속표면에 대하여 수직적이기 보다는 어느정도의 각도를 유지하고 있다.

Fig. 2에서 보듯이 가상의 y축에 대하여 각각  $\gamma$ 와  $\gamma'$ 의 각도로 경사져있는 균열면의 누설자장을 계산하기 위해서는 (3)식으로부터 다음과 같은 일련의 과정을 거쳐야 한다.

i)  $G_1'$ 면에서의 누설자장 성분

$$d|H_x| = \frac{2\sigma_1 \hat{r}'_1 dh}{(r'_1)^2} \dots\dots\dots (5)$$

여기서 ;

$$\cos \theta_1 = \frac{x+a-h\sin \gamma}{r'_1}, \sin \theta_1 = \frac{y+h\cos \gamma}{r'_1} \dots\dots (6)$$

$$(r'_1)^2 = (x+a-h\sin \gamma)^2 + (y+h\cos \gamma)^2$$

(6)항의 식들을 이용하여  $G_1'$ 면에 대한 수평( $dH_{1x}$ ) 및 수직성분( $dH_{1y}$ )을 구하면 다음과 같다.

$$dH_{1x} = \frac{2\sigma_1 (x+a-h\sin \gamma) dh}{(x+a-h\sin \gamma)^2 + (y+h\cos \gamma)^2} \dots\dots (7)$$

$$dH_{1y} = \frac{2\delta_1 (y+h\cos \gamma) dh}{(x+a-h\sin \gamma)^2 + (y+h\cos \gamma)^2}$$

ii)  $G_2'$ 면에서의 누설자장 성분

$$d|H_2| = \frac{2\sigma_2 \hat{r}'_2 dl}{(r'_2)^2} \dots\dots\dots (8)$$

여기서 ;

$$\cos \theta_2 = \frac{x-a'+l\sin \gamma'}{r'_2}, \sin \theta_2 = \frac{y+l\cos \gamma'}{r'_2} \dots\dots (9)$$

$$(r'_2)^2 = (x-a'+l\sin \gamma')^2 + (y+l\cos \gamma')^2$$

(8)과 (9)식으로부터 반대 극성을 띠게되는  $G_2'$ 의 누설자장 성분을 구하면 10)식과 같은 형태가 된다.

$$dH_{2x} = -\frac{2\delta_2 (x-a'+l\sin \gamma') dl}{(x-a'+l\sin \gamma')^2 + (y+l\cos \gamma')^2} \dots\dots (10)$$

$$dH_{2y} = -\frac{2\sigma_2 (y+l\cos \gamma') dl}{(x-a'+l\sin \gamma')^2 + (y+l\cos \gamma')^2}$$

(10)식에서 음의 부호는  $G_1'$ 면에 대하여 극성이 반대인 자하를  $G_2'$ 면이 띠는 것을 의미한다. 최종적으로 (7)과 (10)식을 각각  $h$ 와  $l$ 에 대하여 적분하게 되면 얻고자 하는 수평 및 수직성분을 도출하게 된다.

즉,  $G_1'$  면에 대하여 ;

$$H_{1x} = \sigma_1 \left[ \frac{\{x+a+y\sin \gamma \cos \gamma - (x+a)\sin^2 \gamma\} \cdot \pi r}{\{\{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - (x+a)^2 - y^2\}^{1/2}} \cdot \ln \left| \frac{h+y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma - \langle \{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - \{(x+a)^2 + y^2\} \rangle^{1/2}}{h+y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma + \langle \{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - \{(x+a)^2 + y^2\} \rangle^{1/2}} \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \gamma |n| (x+a)^2 + y^2 + 2\{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\} h + h^2 \right| + 2 \right] \dots\dots\dots (11-1)$$

$$H_{1y} = \sigma_1 \left[ \frac{\{y-y\cos^2 \gamma + (x+a)\cos \gamma \sin \gamma\}}{\{\{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - (x+a)^2 - y^2\}^{1/2}} \ln \left| \frac{h+y\cos \gamma}{h+y\cos \gamma} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(x+a)\sin \gamma - \langle \{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - \{(x+a)^2 + y^2\} \rangle^{1/2}}{(x+a)\sin \gamma + \langle \{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\}^2 - \{(x+a)^2 + y^2\} \rangle^{1/2}} \right| + \cos \gamma |n| (x+a)^2 \right. \\ \left. + y^2 + 2\{y\cos \gamma - (x+a)\sin \gamma\} h + h^2 \right| + 2 \left. \right]$$

또한  $G_2'$  면에 대하여 ;

$$H_{2x} = -\sigma_2 \left[ \frac{\{(x-a') - \sin^2 \gamma' (x-a') - y\sin \gamma'\}}{\{\{(\sin \gamma' (x-a') + y\cos \gamma')^2 - (x-a')^2 - y^2\}^{1/2}} \right. \\ \left. \ln \left| \frac{l+y\cos \gamma'}{l+y\cos \gamma'} \frac{+\sin \gamma' (x-a')}{+\sin \gamma' ((x-a'))} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\langle \{y\cos \gamma' + \sin \gamma' (x-a')\}^2 - \{(x-a')^2 + y^2\} \rangle^{1/2}}{\langle \{y\cos \gamma' + \sin \gamma' (x-a')\}^2 - \{(x-a')^2 + y^2\} \rangle^{1/2}} \right. \right. \\ \left. \left. + \sin \gamma' |n| (x-a')^2 + y^2 + 2\{\sin \gamma' (x-a') + y\cos \gamma'\} l + l^2 \right| + 2 \right] \dots\dots\dots (11-2)$$

$$H_{1y} = -\sigma_1 \left( \frac{y - y \cos^2 \gamma' + \sin \gamma' \cos \gamma' (x - a')}{\{(\sin \gamma' (x - a') + y \cos \gamma')^2 - (x - a')^2 - y^2\}^{1/2}} \right)$$

$$\ln \frac{l + y \cos \gamma' + \sin \gamma' (x - a')}{l + y \cos \gamma' - \sin \gamma' (x - a')}$$

$$\frac{-\{(\sin \gamma' (x - a') + y \cos \gamma')^2 - \{(x - a')^2 + y^2\}\}^{1/2}}{\{(\sin \gamma' (x - a') + y \cos \gamma')^2 - \{(x - a')^2 + y^2\}\}}$$

$$+ \cos \gamma' \ln \left[ (x - a')^2 + y^2 + 2\{y \cos \gamma' + \sin \gamma' (x - a')\} \right. \\ \left. l + l^2 + 2 \right]$$

결국 (11-1)과 (11-2) 식을 아래식과 같이 종합하게 되면 소기의 누설자장에 관한 접선 및 법선 성분식을 얻게된다.

$$H_x = H_{1x} + H_{2x}, H_y = H_{1y} + H_{2y} \dots\dots\dots (12)$$

2-2. 표면자하 (\$\sigma\_s\$)와 내부자장 밀도

누설자장에 있어서 결합 형상에 영향을 받고 있는 인자중의 하나가 \$\sigma\_s\$이다.

2-1절에서는 각 결합면에 대한 \$\sigma\_s\$를 일정상수로 취하였으나 실제 결합의 내부자장과 결합면의 비선형적인 관계 때문에 좀더 세부적인 이론고찰이 요구된다.

\$\sigma\_s\$의 보다 정확한 값을 얻기위하여 우선 결합을 타원면(Ellipsoid)으로 가정하고 이 곡면좌표계에 관한 Laplace 방정식(\$\nabla^2 \phi = 0\$)의 해로부터 결과를 유추하는 것이 바람직하다.

결합내의 자장을 구하기 위하여 Scalar 함수 \$\phi\$에 대한 Laplace 방정식을 설정하여 보면<sup>6)</sup>;

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \sum_i \sum_j \frac{\partial}{\partial u^i} \left( g^{ij} \sqrt{g} \frac{\partial \phi}{\partial u^j} \right) = 0 \dots\dots\dots (13)$$

이 식을 타원면 좌표계의 Laplace 방정식으로 축약시키면 (14)식과 같은 형태가 된다.

$$(\eta - \zeta) R_\epsilon \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( R_\epsilon \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) + (\zeta - \xi) R_\eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left( R_\eta \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right) + (\xi - \eta) R_\zeta \frac{\partial}{\partial \zeta} \left( R_\zeta \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) = 0 \dots\dots (14)$$

(14)를 만족하는 Potential 함수로부터 타원면 내부의 임의의 한점에 대하여 일방향(x 방향)만을 취할때 \$\phi\_0 = -H\_{0x}x\$ 이므로 자장강도는 다음과 같이 표시된다.

$$H_x = \frac{H_{0x}}{1 + \frac{abc}{2\mu_0} (\mu_s - \mu_0) A} \dots\dots\dots (15)$$

$$\text{단, } A = \int_0^\infty \frac{ds}{(s+a^2) R_s}$$

(15)식에서 A항은 타원면의 소극인자(Demagnetizing factor)에 대한 적분식의 일반형으로서 제1종 또는 2종의 Legendre's normal integral<sup>7)</sup>로 표현되는 타원적 분식이다.

공동형 결합의 가장 일반적인 경우를 취하자면 c)b>a인 조건이 될것이다. A항을 구한후 원식에 대입하면;

$$H_x = \frac{H_{0x}}{1 + \frac{\mu_s - \mu_0}{\mu_0} \left\{ \frac{b^2}{c^2 - b^2} - \frac{abc}{(c^2 - a^2)^{1/2} (c^2 - b^2)} E(K, \Psi) \right\}} \dots\dots\dots (16)$$

여기서,

$$E(K, \Psi) = \int_0^\Psi (1 - K^2 \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta$$

또는

$$E(x, z) = \int_0^x \left( \frac{1 - zt^2}{1 - t^2} \right)^{1/2} dt$$

단,

$$0 \leq (z, k) \leq 1, K^2 = (c^2 - b^2) / (c^2 - a^2) \\ x^2 = \sin^2 \Psi = 1 - a^2 / c^2$$

공동형 결합 측면에 대한 \$\sigma\_s\$의 계산은 표면이자 결합내부의 중심점이라 할 수 있는(0.0) 좌표점을 4-1식에 적용하는 것으로부터 시작할 수 있다.

접선성분의 자장은;

$$H_x = 4\sigma_s \arctan \frac{b}{a} \dots\dots\dots (17)$$

(16)과 (17)식을 항등식으로 취하면 \$\sigma\_s\$는 다음과 같은 꼴이 된다.

$$\sigma_s = \frac{H_{0x}}{4 \arctan \frac{b}{a} \left[ 1 + \frac{\mu_s - \mu_0}{\mu_0} \left\{ \frac{b^2}{c^2 - b^2} - \frac{abc}{(c^2 - a^2)^{1/2} (c^2 - b^2)} E(K, \Psi) \right\} \right]} \dots\dots (18)$$

2-3. 미소균열의 형상비와 내부자장

균열을 포함하여 결함을 3차원의 타원면으로 모델화하여 얻은 (16)식은 실제로 측정치에 적용하는데 번거로운 점이 있게 된다. 따라서 결함깊이 b와 표면 결함의 반폭값인 a와의 비 즉 형상비  $\gamma$ 을 채택하여 (16)식을 간결하게 표현한다. 또한 실험상 채택한 c값은 정확히는 무한대 개념이나 여기서는  $\beta b$ 로 가정 하였으며 평균비  $\bar{\gamma}_a$ 와  $\bar{\gamma}_b$ 는 각각 2.33과 1.40으로 계산 되었다.

E(k,  $\psi$ )은  $\theta$ 가 거의  $\frac{\pi}{2}$ 에 가깝기 때문에 1이 된다. 결과적으로 결함의 내부자장 강도는 다음과 같이 간략하게 표현할 수 있다.

$$H = H_0 / \left\{ 1 + \frac{(\mu_r - 1) \bar{\gamma}^2}{\bar{\gamma}^2 - 1} \left( 1 - \frac{\beta}{(\beta^2 \bar{\gamma}^2 - 1)^{1/2}} \right) \right\} \dots\dots\dots (19)$$

그러나 (19)식은 E(k,  $\psi$ )에서  $\alpha < K < 1$ 이므로  $\bar{\gamma}$ 와  $\beta$ 값이 1보다 큰 경우에만 유효하다. 실제로 균열깊이나 길이가 폭보다 작은 경우는 거의 없다. 만약 그렇다면 이것은 균열이전의 Void에 해당될 것이다. 특기할만한 점은 다음의 두 형상조건일때의 자장강도 변화이다.

i)  $c > b \gg a$

$\bar{\gamma}$ 값이 무한대 개념에 접근하므로 내부자장은 ;

$$H = H_0 / \mu_r \dots\dots\dots (20)$$

이 결과에 대한 물리적 의미는 다음과 같다. 즉 균열깊이가 폭에 비하여 너무 클 때는 내부자장 강도가 공급된 전류와 피검체의 투자율 및 균열길이의 크기에만 좌우된다는 뜻이다. 따라서 균열깊이가 크다고 Flux peak가 한정없이 커질 수 없다는 해석이 가능해진다.

ii)  $c \gg b > a$

$\beta$ 값이 무한대 개념이 되므로 내부자장은  $H_0$ 값에 접근하게 된다. 즉 균열깊이가 작고 길이가 너무 클 때는 H값이 외부에서 공급되는 전류에만 의존하게 된다. 이때의 결함형상은  $b \approx a$ 로서 반원통형인 경우가 대부분이다. 정확히  $a = b$ 가 되면 (17)식은 더이상 적용이 불가하며 타원적분인자 A 값을 재 조정해야만 한다.

3. 실험

3-1. 시편 및 인공결함 형상

시편 재질은 AISi 4330으로 Cylindrical 형상을 하고 있으며 그 표면에 전 길이 방향으로 인공 결함을 U와 V notch 형태로 주었다.

시편의 내경은 75mm, 외경은 100mm, 길이는 50mm이며 U notch의 경우 폭은 1.5mm로 일정하게 유지하고 깊이는 각각 0.5mm 간격으로 0.5~3.0mm 범위의 6개 인공결함을 만들었다. V notch의 경우도 깊이는 U notch와 같으나 폭을 0.5mm 간격으로 1.0~4.0mm의 변화를 피하였다.

3-2. 누설자장의 측정

Photo. 1과 Fig. 3에서 보듯이 시편 중심부의 도전봉(Cu)에 10 Amp의 직류를 1분간 통한후 결함 부위에 누설 자장을 잔류시켰다. 이 누설 자장을 측정하기 위하여 Hall-effect Magnetometer를 이용하였고 Probe를 회전하는 피검체의 표면에 근접시켜 X-Y Recorder로써 누설 자장의 분포 상황을 측정하였다.

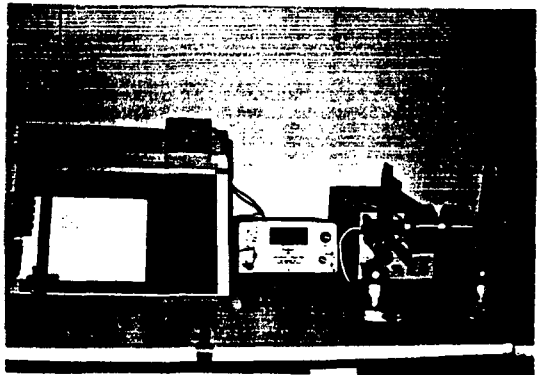


Photo. 1. Photograph of experimental system.

4. 실험 결과 및 고찰

4-1. 이론적 측면에 대한 실험적 접근

실험에 있어서 누설자장은 2차원 모델의 이론적 측면에 대하여 분석 되었으며 결함 선단 부위를 제외한 측면의 이론치는 실험적으로 얻어진 값들과 매우 근사한 수준을 보여주고 있었다.

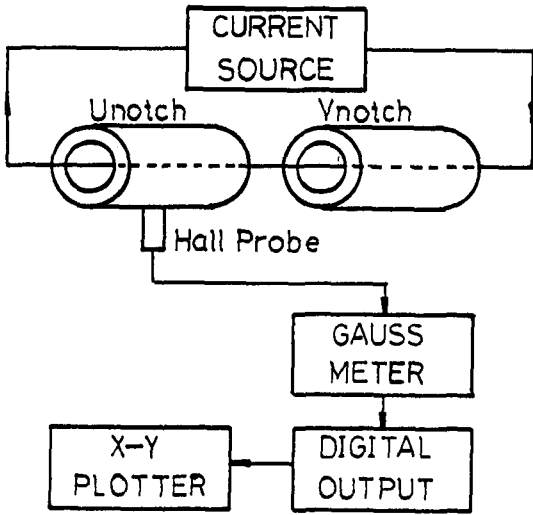


Fig. 3. Schematic diagram of measurement system.

누설자장의 성분식을 도출하는 과정에 있어서 일정 상수로 취급 하였던  $\sigma_s$ 는 결합형상 즉 측면의 형태에 따라 민감하게 변화하는 인자이므로 도입 과정에서 3차원적인 모델을 이용하여 보다 포괄적인 실험적 조건을 만족 시켰다.

4-2. 누설자장의 성분과 실측치

실측치와 이론치를 비교하기 위해서는 누설자장의 계산을 극좌표계로 변환시켜 하는것이 편리하다. 즉 직교 좌표계에서의  $H_x$ 와  $H_y$  성분은 Cylindrical 좌표계에서 다음과 같다.

$$x = e \cos\theta, y = e \sin\theta - R_c$$

$$H_r = H_x \cos\theta + H_y \sin\theta, H_\theta = 1/2\pi(R_c - b/2)$$

.....(2)

시편에 대하여 가상의 직교 좌표계를 취하고 결합 부위를 그것에 일치 시키면 Fig. 1이나 Fig. 2와 같은 도가 된다. 이것을 극좌표로 변환시켰을 때  $\theta$ 는 거의  $\frac{\pi}{2}$ 에 근사하므로  $H_r$ 은  $H_y$ 라 해도 과언이 아니다.

Fig. 4는 무한히 깊은 균열에 관한  $H_y$  성분을 도식한 것이다.

b가  $\infty$ 에 접근함에 따라 결합 측면에 보여주는 자화 양상은 평판(plate)을 관통하는 전류에 의하여 발생하는

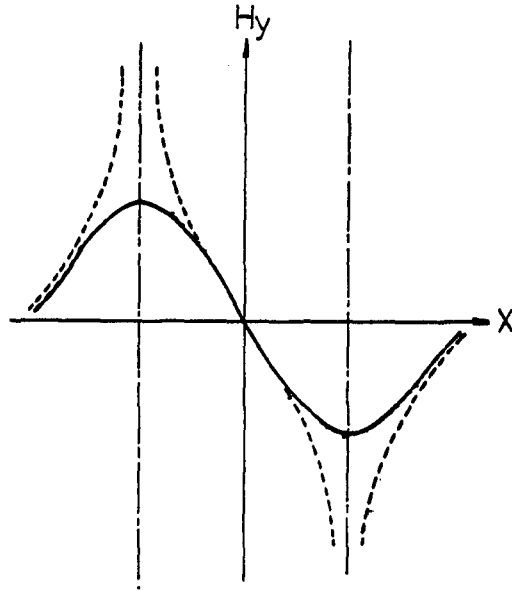


Fig. 4. Normal component  $H_y$  of leakage field.

자화 현상과 같게 된다. 또한  $H_y$ 는 x에 관하여 극값에 도달하게되며  $y=0$ 일때  $X=\pm b$ 가 되며  $H_y$ 는  $\pm\infty$ 에 접근하게 된다.

Fig. 4에서  $y \neq 0$ 이며 장방형의 기저부가 있다고 가정할 경우는 실선과 같은 곡선 형태를 얻게된다. 이경우 Zatsepin과 Shcherbinin<sup>2)</sup>은 선단부를 제외 하고는 실측의 누설 자장의 수직 성분과 정성적으로 일치 한다고 하였다.

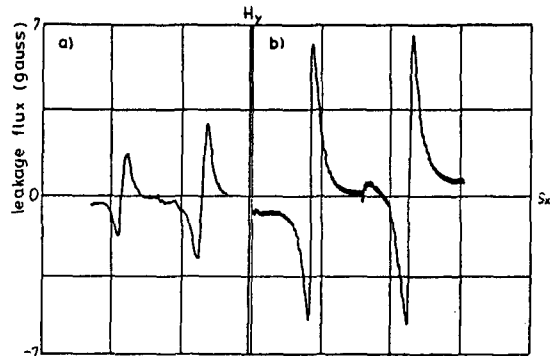


Fig. 5. Typical profiles for normal component field flux.

Fig. 5는 U notch와 V notch에 대한 누설자장의 Flux를 Gauss meter와 X-Y recorder로써 얻은 자료의 일부이다.

그림에서 a)의 것은 0.5mm와 1.0mm의 U notch에 대한 자료이며 b)의 것은 2.5mm와 3.0mm의 V notch에 대한 자료를 나타내었다.

Fig. 4와 비교해 볼때 실측치의 경우가 보다 날카로운 모습을 보이는데 이는 notch 선단부의 자하분포 및 내부자장, 결합의 경사도에 기인하는 것으로 추측되며 Fig. 4의 점선부와 실선부의 절충으로 생각할 수 있다. 곡선의 형태가 반대로 된것은 시편의 회전을 반대로 하였기 때문이다.

(11-1), (11-2)식에서 얻은 결과는 만약  $\gamma$ 와  $\gamma'$ 이 0도가 되었을 때 (4)식에서  $a=0$  일때와 동일한 결과를 빚게되어 균열로 취급할 수 없는 물리적으로 무의미한 결과를 얻게 된다. Zatsopin과 Shcherbinin도 경사균열에 대하여 누설자장의 성분식을 유도하였으나 경사면 자체는 상호 평행한 것으로 가정하였기 때문에 적용 범위가 한정되는 단점이 있다.

본 연구에서 얻은 (11)식들은 경사균열 자체보다는 급격한 V형 균열이나 결합의 선단부에 적용하는데 유효하다.

따라서 강재 표면에 대한 결합의 누설자장 도입에는 (4)식과 (11)식의 조합이 선행 되어야 보다 정확한 자장강도 계산이 이뤄질 것이다.

Fig. 6은 자기 Flux의 peak-to-peak 간격과 결합 깊이와의 관계를 도식화한 것이다. 결합의 폭과 누설자장의 강도는 무관한 것으로 밝혀졌는데 본실험에서는 V notch의 경우 U notch보다 높게 기록 된것을 알 수 있다. Flux peak 값은 균열 깊이가 증가함에 따라 어느수준까지 증가하지만 그후로는 일정치를 보이게 된다. 이는 W. Lord의 논문<sup>8)</sup>에서도 지적된 바 있다.

물론 시간이 경과함에 따라 peak치는 감소해갈 것이다. 균열 깊이가 깊다해서 무한대의 peak치를 나타 내지는 못한다는 의미로 해석될 수 있다. 한편 V notch의 극값이 U notch보다 대체적으로 큰 것은 V형 결합 선단부가 예각을 이루고 결합 측면부나 기타 완만한 곡면 형태의 선단부에 비하여 표면자하밀도가 급격히 증가하기 때문이다.

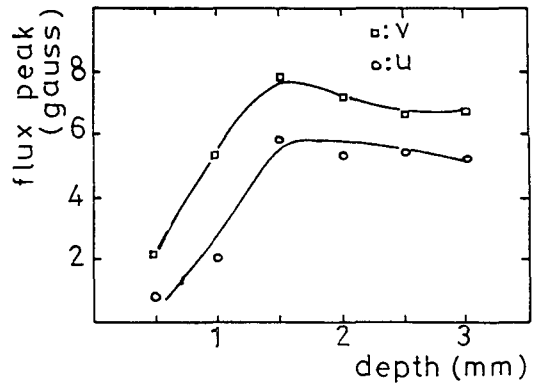


Fig. 6. Flux peak magnitude as a function of depth.

또한 본실험에서는 V notch와 U notch의 경우  $\beta$ 값이 동일하고  $\gamma$ 에 의해서만 H값이 좌우되는바 (19)식에서

$$\left(1 - \frac{\beta}{(\beta^2 \bar{\gamma}^2 - 1)^{1/2}}\right) \text{ 항의 영향력이 } \frac{(\mu_r - 1) \bar{\gamma}^2}{\bar{\gamma}^2 - 1}$$

항 보다 크므로 결합폭(2a)이 U notch보다 큰 V notch가  $\bar{\gamma}$ 의 저하를 보이게되고 결국 분모항의 감소를 초래하여 전체적인 내부자장의 증가를 보이게 된다. 물론 (16), (19) 식은 V형 결합에 적합한 식은 아니고  $\sigma_s$ 의 도출에 목적이 있었다. 그러나 형상비( $\bar{\gamma}$ )에 따른 누설자속의 변화에 대한 해석에도 기여하고 있다. 결합 폭이 누설자장에 대하여 무관하다는 종전의 결론<sup>2),9)</sup>과는 달리 형상비의 개념을 도입해야 하는 해석이 나오게 된다.

아직까지도 균열선단부에 대한 논의는 어려운 문제점으로 남아있으며 수치해석에 의한 방법으로 극복하는 방법이 제시되고 있을 뿐이다.

### 5. 결 론

합금강(AISI 4330)에 인공결합을 주어 누설자장을 잔류시킨바 결합형상 등 자하밀도에 관한 제 인자로부터 다음과 같은 결과 및 결론을 얻었다.

- i) 본 연구결과 원통형 합금강의 표면균열에서 발생하는 누설자장의 점선 및 법선 성분에 관한 일반식을 얻게 되었다.
- ii) 균열 형상의 3차원적 모델을 설정하여 균열 기저부 및 측면부에 관한 표면자하밀도를 결정할

수 있었다.

- iii) 타원적분인자의 정량적인 해석을 통하여 Cavity형 결함에 관한 내부자장식을 도출할 수 있었다.
- iv) 균열 형상비  $\gamma$ 와  $\beta$ 의 적용으로부터 결함너비도 누설자장변화와 관련이 있다는것을 확인하였다.

**References**

1. G. Dobmann and P. Ho'ller., Research Technigues in NDT, Vol. 4 1980 pp. 39~69.
2. N. N. Zatsepin and V. E. shcherbinin., Defektoskopiya, vol. 2 1966 pp. 385~399.
3. J. H. Hwang and W. Lord., J. Testing and Evaluation, Vol. 3 1975 pp. 321~325.
4. C. Edwards and S. B Palmer., Appl. phys. Vol. 19 1986 pp. 657~673.
5. C. H. Durney and C. C Johnson., Introduction to modern electromagnetics, McGrow-Hill Book Co. 1969 pp. 67~97.
6. J. A. strattan., Electromagnetic Theroy, New York : McGraw-)ill 1941 pp. 207-215.
7. E. C. Stoner., Phil. Mag., Vol. 7 1945 pp. 803~821.
8. W. Lord, J. M. Bridges, W. Yen and R. Palanisamy, Mat. Eval. vol. 36 1978 pp. 47~54.
9. W. L. Ko and P. H. Francis., Brit. J. NDT, vol. 17 1975 pp. 141~144.