

# 나노포토닉스 최신 연구 동향

한국과학기술연구원 나노포토닉스연구센터

책임연구원 권석준 ([sjoonkwon0531@gmail.com](mailto:sjoonkwon0531@gmail.com), [cheme@kist.re.kr](mailto:cheme@kist.re.kr))

## 1. 전자기학 및 광학 기초

### 1.1. Boundary conditions for EM waves at interface

이번 절에서는 전자기파가 광학적으로 서로 다른 특성을 갖는 계면을 만났을 때, 어떤 일이 생기는데 대해 알아보도록 하겠습니다. 사실 계면에서 일어나는 광학 현상 중, **반사 (reflection)**와 **굴절 (refraction)**은 많이 접해 보았을 만한 현상들입니다. 그 이면에는 어떠한 원리가 숨어 있는지, 그리고 그것을 또 어떻게 유용하게 활용해 볼 것인지에 대해, 이번 장에서 자세하게 살펴 볼 것입니다.

전자기파가 계면에서 어떻게 행동하는지 공부하기 위해, 일단 계면에서 전자기파의 경계 조건 (boundary conditions at interface)에 대해 한 번 알아보도록 하겠습니다.

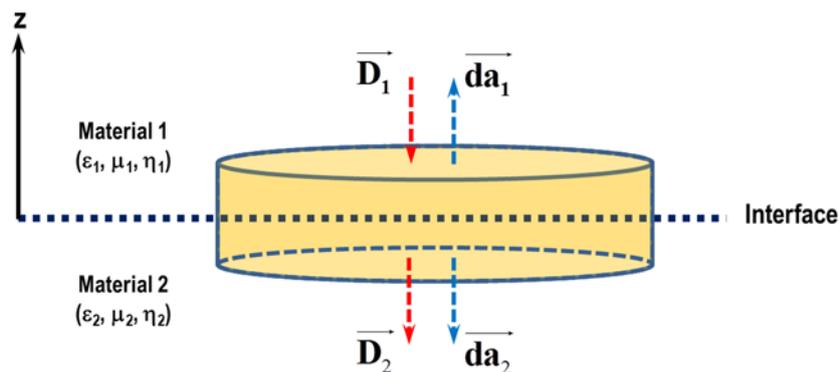


그림 1.1. 계면에 수직인 전기장의 경계 조건 (연속 조건) 모식도

1장에서 배운 맥스웰 방정식을 다시 기억해 봅시다. 전기장에 대한 적분형 방정식 두 개는 아래와 같이 쓸 수 있었습니다.

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{a} = Q, \quad \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a}. \quad (1.1)$$

방정식 (1.1)의 첫 부분이 의미하는 바는, 어떤 공간 안에 전하가 있을 때, 그 전하를 3차원으로 둘러싼, 닫힌 모양의 상자 (closed box)가 있을 경우, 그 상자 안에 있는 전하의 총량 ( $Q$ )은, 그 상자의 겉 표면을 수직으로 뚫고 나오는<sup>1</sup> 변위 전기장  $\mathbf{D}$ 의 플럭스 (flux)와 상자 겉넓이의 곱의 총합과 같다는 것입니다. 만약  $Q$ 가 0이라면, 내부에는 전하가 없다는 뜻이겠죠. 이제 이 가상의 상자를 계면으로 가져 와 봅시다. 그리고 매질 1과 매질 2의 평평한 계면을 가로지르는 납작한 디스크 모양의 상자를 생각해 봅시다 (그림 2.1 참조). 그리고 상자 안에 포함된 계면에는 전하가 없다고 가정합니다. 이 때, 디스크는 충분히 납작해서, 상자의 총 겉넓이는 디스크의 위 부분 ( $A_1$ )과 아래 부분의 넓이 ( $A_2$ )만 고려해도 괜찮을 정도라고 가정해 봅시다 (물론,  $A_1 = A_2$ 입니다). 앞서 말했듯, 상자의 겉 표면을 뚫고 나오는 넓이 벡터 ( $d\mathbf{a}$ )는 매질 1에서와 2에서 부호가 반대입니다 (즉,  $d\mathbf{a}_1 = -d\mathbf{a}_2$ ). 또한, 부호의 혼동을 피하기 위해, 변위 전기장 플럭스의 방향은 모두 음의  $z$ -축과 나란하다고 가정합니다 (그림 1.1 참조). 그렇다면 방정식 (1.1)의 첫 부분은 아래 식과 같이 매질 1과 2의 두 부분이 기여하는 합으로 나뉘 볼 수 있습니다.

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{a} \approx \int_{A_1} \mathbf{D}_1 \cdot d\mathbf{a}_1 + \int_{A_2} \mathbf{D}_2 \cdot d\mathbf{a}_2 = -D_{1\perp} + D_{2\perp} = 0. \quad (1.2)$$

위의 방정식에서,  $D_{1\perp}$ 과  $D_{2\perp}$ 의 부호가 다른 까닭은 매질 1과 2에서의 넓이 벡터의 부호가 반대이기 때문입니다. 자 이제, 방정식 (1.2)에 의해,  $D_{1\perp} = D_{2\perp}$ 라는 경계 조건을 찾았습니다. 매질 1과 2 모두 광학적으로 LHI (Linear, Homogeneous, Isotropic) 특성을 갖는다고 가정하면, 이 조건은 다시  $\epsilon_1 E_{1\perp} = \epsilon_2 E_{2\perp}$ 로 쓸 수 있습니다. 자기장에서 대해서도 비슷한 방식으로,  $\mu_1 H_{1\perp} = \mu_2 H_{2\perp}$ 의 경계 조건을 찾을 수 있습니다. 이 두 경계 조건은 전자기장의 성분 중, 계면에 수직인 (normal) 성분들의 연속성을 보장하기 위한 조건에 해당합니다.

---

<sup>1</sup>여기서 특 튀어 나온 (convex shape) 표면의 수직 벡터를 양의 방향으로 설정합니다.

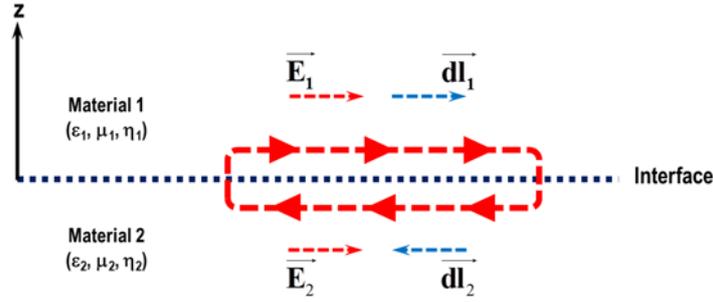


그림 1.2. 계면에 수평인 전자장의 경계 조건 (연속 조건) 모식도

이번에는 방정식 (1.2)의 두 번째 부분을 봅시다. 이 방정식이 물리적으로 의미하는 바는, 닫힌 경로 (closed loop)가 놓인 평면을 수직으로 뚫고 드나드는 자속 밀도의 총량이 시간에 따라 변할 때, 변하는 속도에 비례하여 닫힌 경로를 따라 전기장이 형성된다는 것입니다. 이제 이 닫힌 경로가 매질 1과 2의 경계면에 걸쳐서 형성되었다고 생각해 봅시다 (그림 1.2 참조). 또한 경로의 모양은 매우 길쭉한 직사각형이라, 경로 길이는 경계면에 평행한 부분만 고려해도 괜찮을 정도라고 가정해 봅시다. 특히, 경로는 닫힌 경로여야 하므로, 경로가 변하는 길이 성분 벡터는 매질 1과 2의 영역에서 부호가 정반대여야 합니다 (즉,  $d\mathbf{l}_1 = -d\mathbf{l}_2$ ). 만약 경계면 근처에서의 자속 밀도 총량이 시간에 따라 일정하다고 한다면, 방정식 (2.2)의 두 번째 부분은 매질 1과 2에서 기여하는 두 부분의 합으로 아래 식과 같이 쓸 수 있습니다.

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \approx \int_{C_1} \mathbf{E}_1 \cdot d\mathbf{l}_1 + \int_{C_2} \mathbf{E}_2 \cdot d\mathbf{l}_2 = E_{1\parallel} - E_{2\parallel} = 0. \quad (1.3)$$

위의 방정식에서,  $E_{1\parallel}$ 과  $E_{2\parallel}$ 의 부호가 다른 까닭은 매질 1과 2에서의 닫힌 경로의 벡터 방향이 반대이기 때문입니다. 방정식 (1.3)에 의해, 다른 경계 조건  $E_{1\parallel} = E_{2\parallel}$ 도 찾았습니다. 마찬가지로 원리로, 경계면에 수평한 자기장 성분의 경계 조건  $H_{1\parallel} = H_{2\parallel}$ 도 찾을 수 있습니다. 이 경계 조건들은 경계면에 수평한 (tangential) 전자기장의 조건을 의미합니다.

경계면에 수평 혹은 수직인 성분의 연속성이라는 제약 조건으로 인해, 전자기파는 이제 계면에서 아무렇게나 행동할 수 없고, 그 경계 조건을 만족하는 방향으로만 그 행동하게 됩니다. 특히, 수직인 성분의 경우 물질의 특성이 반영되므로 (즉, 유전율이나 자화율 등의 물질 특성) 계면을 계면답게 만드는 주된 역할을 하기도 합니다. 사실 이

두 가지 경계 조건이 이번 장에서 배울 전자기파 계면 현상의 핵심 철학이나 마찬가지로입니다. 잘 익히고 꼭 기억해 두시기 바랍니다.

## 1.2. Reflection at interface

이제 본격적으로 경계면에서의 전자기파 성질에 대한 공부를 해 봅시다. 문제를 간단하게 만들기 위해, 그림 1.3과 같이 매질 1과 2가 이루는 평평한 경계면에 수직인 방향으로 왼편 ( $z$ -축의 음수 방향)에서 오른편 ( $z$ -축의 양수 방향)으로 어떤 전자기파가 입사하는 상황을 생각해 봅시다. 이 때 경계면은  $x$ - $y$  평면 위에 놓여 있다고 할 수 있습니다. 문제를 더 단순하게 만들기 위해, 매질 1과 2의 전자기파 임피던스 (EM impedance)를 각각  $\eta_1 = 1$ 와  $\eta_2 = 2$  이라고 가정해 봅시다 (단위는 무시). 일반성을 잃지 않고, 입사 전자기파의 전기장의 크기를  $|\mathbf{E}_{inc}| = 1$  로 설정한다면, 임피던스를 고려하여 당연히 자기장 크기는  $|\mathbf{H}_{inc}| = |\mathbf{E}_{inc}| / \eta_1 = 1$  입니다.

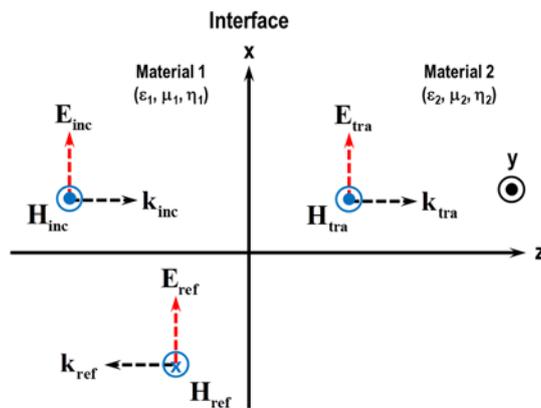


그림 1.3. 경계면에 수직인 방향으로 전자기파가 입사하였을 때의 상황

이제, 반사가 없다고 가정하고, 이 입사된 전자기파가 모조리 매질 2의 영역으로 넘어 갔다고 생각해 봅시다. 그렇다면, 경계면에 수평인 전기장의 경계 조건을 고려하여,  $|\mathbf{E}_{inc}| = |\mathbf{E}_{tra}| = 1$  이 되고, 다시 매질 2의 임피던스를 고려하면,  $|\mathbf{H}_{tra}| = |\mathbf{E}_{tra}| / \eta_2 = 1/2$  이 됩니다. 그렇지만, 수평 성분의 자기장 경계 조건에서는  $|\mathbf{H}_{inc}| = |\mathbf{H}_{tra}| = 1$  이어야 합니다.

따라서  $|\mathbf{H}_{\text{tra}}|=1/2$  이기도 하고,  $|\mathbf{H}_{\text{tra}}|=1$  이기도 하다는 모순된 결과가 나옵니다. 이 결과에서는 무엇이 문제였을까요? 네 그렇습니다. 귀류법에 의해 애초 ‘반사 없이’ 라고 했던 가정이 틀렸던 것입니다. 다시 말하면, 전자기파 임피던스가 서로 다른 물질이 이루는 평평한 경계면에 전자기파가 수직으로 입사하면, 반사가 없을 수 없다는 것입니다.

그렇다면 반사가 있는 상황을 고려해서 다시 한번 문제를 생각해 봅시다. 마찬가지로 경계 조건을 이용하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있습니다.

$$\begin{aligned} \text{Material 1 : } & \left\{ \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{\text{inc}} + \mathbf{E}_{\text{ref}} = 1\hat{x} + a\hat{x}, \mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_{\text{inc}} + \mathbf{H}_{\text{ref}} = 1\hat{y} - a\hat{y} \right. \\ \text{Material 2 : } & \left\{ \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{\text{tra}} = b\hat{x}, \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_{\text{tra}} = (b/2)\hat{y} \right. \\ & \rightarrow 1+a=b, 1-a=b/2. \end{aligned} \tag{1.4}$$

방정식 (1.4)에서, 반사광의 자기장 방향에 주의해 주시기 바랍니다 (오른손의 법칙 활용합시다). 위의 식에서  $a=1/3$  와  $b=4/3$  임을 쉽게 알 수 있습니다. 별 문제 없어 보이지만, 뭔가 이상한 느낌이 듭니까? 혹시, 입사광의 전기장 크기가 1인데, 어떻게 투과광의 전기장 크기가 1보다 더 클 수 있냐는 느낌 아닙니까? 혹시, 에너지 보존의 법칙을 위반하는 것일까요? 물론 그렇지 않습니다. 사실, 전기장이나 자기장의 크기 (절대값) 자체는 에너지가 아닙니다. 즉, **진폭**에 해당하는 것이죠. 그러나, 보존되어야 하는 것은 진폭이 아닌 **운동량**과 **에너지**이기 때문에, 이러한 값은 전혀 물리적으로 이상한 것이 아닙니다. 정말 계산한 값이 말이 되는 값인지 알아 보기 위해, 에너지 보존법칙을 생각해 봅시다. 1장에서 배운 것을 기억해 보면, 전자기파의 에너지 흐름을 의미하는 포인팅 벡터 (Poynting vector)의 공간에 대한 평균값은  $\langle \mathbf{S} \rangle = \mathbf{k}|\mathbf{E}||\mathbf{H}|/2|\mathbf{k}|$ 로 쓸 수 있었습니다. 그리고 에너지 보존법칙에 의하면,  $\langle \mathbf{S}_{\text{inc}} \rangle = \langle \mathbf{S}_{\text{ref}} \rangle + \langle \mathbf{S}_{\text{tra}} \rangle$ 의 관계를 가져야 합니다. 위의 조건에서는,  $\langle \mathbf{S}_{\text{inc}} \rangle = \mathbf{k}_{\text{inc}}/2|\mathbf{k}_{\text{inc}}|$ ,  $\langle \mathbf{S}_{\text{ref}} \rangle = \mathbf{k}_{\text{ref}}/18|\mathbf{k}_{\text{ref}}|$ ,  $\langle \mathbf{S}_{\text{tra}} \rangle = 4\mathbf{k}_{\text{tra}}/9|\mathbf{k}_{\text{tra}}|$  이고, 수직성분만 생각해도 되는 상황임을 고려하면,  $\langle \mathbf{S}_{\text{inc}} \rangle = \langle \mathbf{S}_{\text{ref}} \rangle + \langle \mathbf{S}_{\text{tra}} \rangle$ 가 성립합니다. 따라서, 입사광의 **에너지**는 정확하게 반사광과 투과광으로 분배됩니다.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>나중에 자세하게 배우겠지만, 반사와 투과 외에 **흡수 (absorption)**이나 **산란 (scattering)**이 있는 경우, 에너지는 반사광과 투과광으로 전부 분배되지는 않습니다. 흡수 혹은 산란 (이 둘을 묶어서 **소멸 (extinction)**)이라고 합니다.)에 의한 손실까지 고려하면 전자기파의 에너지는 보존됩니다.

이제, 위의 계산을 조금 더 일반적인 파동방정식 표현으로 바꿔서 생각해 봅시다. 그러면 아래와 같은 방정식을 쓸 수 있습니다.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{inc}} &= E_{0i} \exp[j(kz - \omega t)] \hat{x}, \quad \mathbf{H}_{\text{inc}} = (E_{0i} / \eta_1) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{y}, \\
 \mathbf{E}_{\text{ref}} &= E_{0r} \exp[j(-kz - \omega t)] \hat{x}, \quad \mathbf{H}_{\text{ref}} = -(E_{0r} / \eta_1) \exp[j(-kz - \omega t)] \hat{y}, \\
 \mathbf{E}_{\text{tra}} &= E_{0t} \exp[j(kz - \omega t)] \hat{x}, \quad \mathbf{H}_{\text{tra}} = (E_{0t} / \eta_2) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{y} \\
 &\rightarrow \text{At } z = 0 \text{ when } t = 0, \\
 E_{0i} + E_{0r} &= E_{0t}, \quad \frac{E_{0i} - E_{0r}}{\eta_1} = \frac{E_{0t}}{\eta_2}, \\
 r &\equiv \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}, \quad t \equiv \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1}.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

방정식 (1.5)에 앞서 가정해 본 두 매질의 특성  $\eta_1=1$  과  $\eta_2=2$  를 대입하면, 방정식 (1.4)에서 계산한 값이 정확히 나옵니다. 방정식 (2.5)에서는 전기장을 기준으로, 진폭의 절대값 비율을 계산하여 반사 계수 (reflection coefficient,  $r$ ) 및 투과 계수 (transmission coefficient,  $t$ )를 정의했습니다. 여기서 반사 계수나 투과 계수는 반사도 (reflectance,  $R$ ) 나 투과도 (transmittance,  $T$ )와는 각각 다른 값입니다. 물론 두 개념들 사이에는 밀접한 관계가 있지만, 반사 계수나 투과 계수 자체가 반사도나 투과도가 되는 것은 아닙니다. 반사도나 투과도는 따로  $R$  와  $T$  로 정의하여 사용할 것입니다. 두 개념 사이에 혼동이 없길 바랍니다. 이에 대해서 뒤에서 조금 더 자세하게 알아 볼 것입니다.

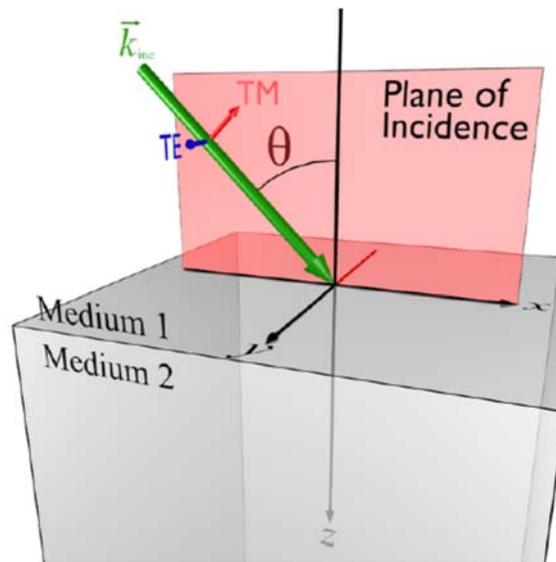


그림 1.4. 일반적인 전자기파의 계면으로의 입사 모식도

지금까지는 전자기파가 두 물질이 이루는 계면에 정확하게 수직으로 입사하는 경우만 생각해 봤습니다. 그렇지만 상황이 꼭 그렇게 간단하다는 보장은 없지 않겠습니까? 비스듬하게 입사하면 어떨까요? 한 번 일반화시켜서 확장된 경우를 생각해 봅시다.

그림 1.4 같은 경우를 생각해 봅시다. 입사 전자기파에 대해, 그림에서 붉은 면으로 나타낸 바와 같이, 입사광을 포함하는 입사면 (plane of incidence)라는 개념을 생각할 수 있습니다. 그리고 일반성을 잃지 않고, 우리는 수학적 간단함을 위해, 이러한 입사면이 그림에 나타낸 바와 같이 x-축과 나란히 정렬되어 있다고 생각할 수 있습니다. 이러한 상황에서 전자기파의 파동방정식을 각 성분에 대해 다시 써 봅시다.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{\text{inc}} &= \mathbf{E}_{0i} \exp[j(k_{zi}z + k_{xi}x - \omega t)], \\
 \mathbf{E}_{\text{ref}} &= \mathbf{E}_{0r} \exp[j(k_{zr}z + k_{xr}x - \omega t)], \\
 \mathbf{E}_{\text{tra}} &= \mathbf{E}_{0t} \exp[j(k_{zt}z + k_{xt}x - \omega t)], \\
 &\rightarrow \text{Plane B.C. at } z=0 \text{ when } t=0, \\
 E_{0i,x} \exp(jk_{xi}x) + E_{0r,x} \exp(jk_{xr}x) &= E_{0t,x} \exp(jk_{xt}x), \\
 E_{0i,y} \exp(jk_{xi}x) + E_{0r,y} \exp(jk_{xr}x) &= E_{0t,y} \exp(jk_{xt}x),
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

방정식 (1.6)에서 경계면에 수평한 방향의 전기장 성분에 대한 경계 조건을 더 들여다 봅시다. 경계 조건은 어떤 x-y 평면에서든 성립해야 하므로,  $(x, y) = (0, 0)$ 의 경우를 생각합시다. 그러면, 방정식 (1.6)에서  $E_{0i,x} + E_{0r,x} = E_{0t,x}$ ,  $E_{0i,y} + E_{0r,y} = E_{0t,y}$ 입니다. 이 관계식은 사실 임의의 평면 좌표  $(x, y)$ 에 대해서도 성립해야 합니다. 따라서 위치에 상관 없이, 이러한 항등 조건을 만족시키기 위해서는  $k_{xi} = k_{xr} = k_{xt}$ 의 경우 외에는 해답이 있을 수 없습니다. 이것은 전자기파가 계면을 통과할 때, 투과 혹은 반사되는 전자기파의 파수 중, 계면에 수평한 방향의 성분은 보존되어야 하는 조건을 의미합니다. 따라서 칼로 두부를 자르듯, 입사면을 그대로 연장하여 투과면이 형성된다고도 볼 수 있겠습니다. 또한 아래와 같은 파수 보존의 법칙을 생각해 봅시다.

$$\begin{aligned}
 k_i^2 = k_1^2 &= (k_0 \sqrt{\epsilon_{r1} \mu_{r1}})^2 \approx k_0^2 n_1^2 \\
 &= k_{zi}^2 + k_{xi}^2, \\
 k_0^2 n_1^2 &\approx k_{zr}^2 + k_{xr}^2, \\
 k_0^2 n_2^2 &\approx k_{zt}^2 + k_{xt}^2.
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

방정식 (1.7)의 위 두 개만 놓고 보면,  $k_{zi}^2 + k_{xi}^2 = k_{zr}^2 + k_{xr}^2$  임을 알 수 있습니다. 또한, 위에서 보았듯, 수평방향 파수 성분의 보존으로 인해,  $k_{zi} = \pm k_{zr}$  가 됩니다. 반사광은 물리적으로 파동의 진행 방향이 정반대가 되므로 (즉, 위상이  $180^\circ$  바뀌므로), 이 관계는  $k_{zi} = -k_{zr}$  로 정리됩니다. 이는, 반사광의 파수 중, 계면에 수직인 파수 성분은 입사광의 성분과 정반대 방향으로 같은 크기를 가지면서 형성된다는 뜻입니다.

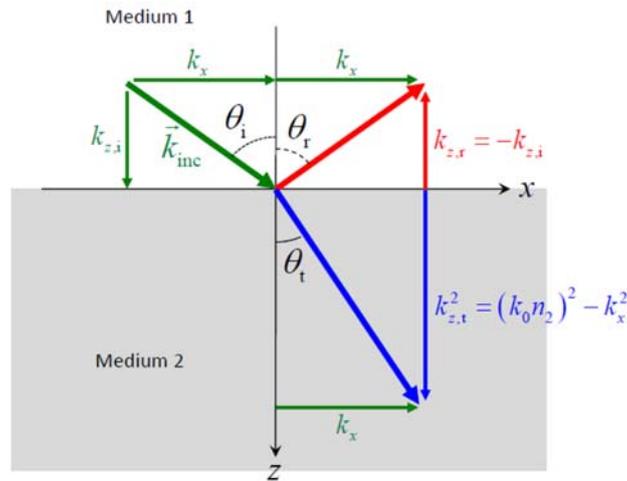


그림 1.5. 전자기파의 반사 및 투과 관계 모식도

언뜻 보면 당연한 이야기를 한 것 같지만, 전자기파의 운동량 보존법칙을 내포하고 있기 때문에, 잘 기억해 둘 필요가 있습니다. 그림 1.5와 같이, 일단 입사광과 반사광의 파동 진행을 살펴 봅시다. 입사각이  $\theta_i$  라면, 반사각  $\theta_r$  은 얼마가 되어야 할까요? 당구에 익숙한 분들은 당연히 그야 ‘ $\theta_i = \theta_r$  지!’ 라고 할 것입니다. 전자기파의 반사에서도 이 법칙이 성립할까요? 미리 답을 하자면 ‘그렇다’입니다. 왜 그럴까요? 방금 살펴 본 파수 보존법칙을 활용하면 쉽게 알 수 있습니다. 그림 1.5에서 초록색과 빨간색 대각선을 봅시다. 앞서 살펴 본 바와 같이,  $k_{xi} = k_{xr}$  와  $k_{zi} = -k_{zr}$  이고, 따라서 두 대각선의 길이는 같습니다. 따라서,  $\theta_i = \theta_r$  일 수 밖에 없습니다. 이를 **반사의 법칙 (law of reflection)**이라고 합니다. 어찌 보면 새삼스럽지만, 이렇게 하나씩 확인하고 넘어가는 것이 좋습니다.

자, 이제 그렇다면 입사광과 투과광과의 파수 관계는 어떻게 될까요? 마찬가지로 파수 보존의 법칙을 활용해 봅시다. 방정식 (1.7)에서 첫 번째 관계와 마지막 관계를 이

용해 봅시다. 그렇다면  $(k_0 n_1)^2 - k_{zi}^2 = (k_0 n_2)^2 - k_{zi}^2$ 의 관계를 쉽게 찾을 수 있습니다. 그리고, 그림 1.5에 나타낸 바와 같이, 투과각  $\theta_t$ 를 설정한다면, 이 관계식은 아래와 같이 쓸 수 있습니다.

$$\begin{aligned} (k_0 n_1)^2 - (k_0 n_1 \cos \theta_i)^2 &= (k_0 n_2)^2 - (k_0 n_1 \cos \theta_t)^2 \\ \rightarrow n_1 \sin \theta_i &= n_2 \sin \theta_t. \end{aligned} \quad (1.8)$$

방정식 (1.8)에서는 정의 상,  $\text{Re}(n_i) > 0$ 와  $\theta_i > 0$ 임을 고려하여 음의 부호를 고려하지 않았습니다. 방정식 (1.8)은 그 유명한 **스넬의 법칙 (Snell's law)**입니다. 보다시피,  $n_i \neq n_t$ 이면 일반적으로  $\theta_i \neq \theta_t$ 입니다. 따라서, 입사광과 투과광은 계면에서 진행 방향이 꺾이게 됩니다. 이를 **굴절 (refraction)**이라고 합니다. 보다시피, 굴절이 생기는 이유는 전자기파가 서로 다른 굴절률을 갖는 물질 속에서 진행하는 속도가 달라지기 때문입니다.

스넬의 법칙을 잘 들여다 보면 재미있는 현상을 하나 발견할 수 있습니다. 사실 굉장히 유용한 현상이기도 합니다. 어떤 현상일까요? 그것은 바로  $n_i > n_t$ 일 때 생기는 **전반사 (total internal reflection, TIR)**입니다. 전반사의 의미는, 입사광이 경계면을 투과하지 못하고, 다시 내부로 반사되는 것을 의미합니다. 물론 뒤에서 더 상세하게 설명하겠지만, 경계면을 아예 투과하지 못하는 것은 아니고, 약간만 투과되다가 지수 함수적으로 감소되기는 합니다. 그렇지만, 원거리장 (far-field)<sup>3</sup>로서 존재할 정도는 아니기 때문에, 관측되는 투과도는 0이 되는 것으로 볼 수 있습니다. 그렇다면 이런 현상은 언제 생기는 것일까요? 스넬의 법칙에 따르면,  $\theta_i$ 이 커지면,  $\theta_t$ 도 커집니다. 그러다가 입사각이 어느 이상 커지면, 투과각이  $90^\circ$ 가 되는데, 이 순간부터 전반사가 시작됩니다. 그렇다면  $\sin \theta_i = n_2 / n_1$ 라고 쓸 수 있겠습니다. 이 관계식을 만족시키는 특정한 입사각이 있을 텐데, 그 각을 **임계 입사각 (critical angle)**  $\theta_c = \sin^{-1}(n_2 / n_1) = \sin^{-1}(n_t / n_i)$ 이라고 합니다. 만약 입사각이  $\theta_c$ 보다 크다면, 입사광은 경계면에서 모두 반사되는 것입니다. 예를 들어,  $n_2 = 1$ ,  $n_1 = 1.5$ 라면,  $\theta_c$ 는  $41.8^\circ$ 입니다. 이러한 전반사 특성을 이용한 기술이 바로 **광섬**

---

<sup>3</sup>원거리장은 1장에서 본 바와 같이 전기장과 자기장의 절대값 비율 (즉 전자기파의 임피던스)가 일정한 값을 보이는 전자기장을 말합니다. 주로 물체나 광원으로부터 어느 정도 거리가 떨어졌을 때 이런 경향을 보이므로 원거리장이라고 합니다. 반대로 근거리장은 전기장과 자기장의 세기가 물체나 광원으로부터의 거리 함수로 표현됩니다. 따라서, 이 때의 전자기파 임피던스는 상수가 아닙니다.

**유 (optical fiber)**입니다. 광섬유는 보통 속심 (core)와 껍질 (cladding or shell)의 동심원 구조로 이루어져 있는데, 속심을 더 높은 굴절률을 갖는 재료로 만듭니다. 이 때, 빛을 속심으로만 전송시키면, 진행하던 빛이 가다가 퍼져서 (divergence), 행여 속심과 껍질의 경계면을 만나게 되더라도, 거의 손실 없이 전반사되어 계속 속심에만 갇혀서 진행할 수 있습니다. 그래서 상당히 먼 거리까지 신호의 강도를 보존한 채 전자기파가 전송될 수 있는 것이죠. 물론 전반사가 된다고 해도, 앞서 언급했듯, 경계면을 조금씩 투과해서 나오는 빛들이 있기 때문에 손실이 없다고는 할 수 없습니다. 이러한 손실을 **감쇠파 (혹은 소산파, evanescent light or wave)**라고 합니다.

감쇠파를 어떻게 물리적으로 이해할 수 있을까요? 다시  $\theta_i > \theta_c$  인 상황을 생각해 봅시다. 그리고  $n \equiv n_2 / n_1 < 1$  라고 정의합시다 (즉, 지금 다루는 상황은  $\sin \theta_i > n$  인 상황입니다.). 그러면 가상의 투과각  $\theta_t$  에 대해 다음과 같은 관계식을 생각할 수 있습니다.

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n^2}} = j \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}. \quad (1.9)$$

방정식 (1.9)에서 볼 수 있듯이,  $\cos \theta_t$  가 허수가 되기 때문에, 투과각을 가상이라고 표현한 것입니다. 이 가상의 투과각을 이용하면, ‘투과’된 전자기파의 파수 성분을 다음과 같이 생각할 수 있습니다.

$$\begin{aligned} k_{xt} &= k_t \sin \theta_t = k_t \frac{\sin \theta_i}{n}, \\ k_{zt} &= k_t \cos \theta_t = j k_t \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

방정식 (1.10)에서 투과광의 x-축 방향 파수는 실수인데 반해, z-축 방향 파수는 허수임을 주목하길 바랍니다. 이를 활용하여 투과광의 파동방정식은 다음과 같이 표현할 수 있습니다.

$$\begin{aligned} E_{tra} &= E_{0t} \exp(j(k_{xt}x + k_{zt}z - \omega t)) \\ &= E_{0t} \exp(j(k_{xt}x - \omega t)) \exp(-\alpha_{eva}z), \quad \alpha_{eva} \equiv k_t \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

방정식 (1.11)에서 볼 수 있듯이, z-축의 양수 방향 (즉, 매질 2 속으로 투과되는 방향)으로 진행할수록, 투과광의 진폭은 지수 함수적으로 줄어드는 것을 볼 수 있습니다 (그래

서 감쇠파라고 부르게 되었습니다). 따라서, 전반사 상황, 특히  $\theta_i > \theta_c$  인 조건에서라면, 투과광은 계면을 넘긴 넘되, 매질 2속으로 약간만 투과하다가, 얼마 진행하지 못하고 옴-손실 (Ohmic loss)에 의해 열-에너지로 흩어져 버릴 것입니다. 방정식 (1.11)을 이용하면, 투과광이 매질 2속으로 얼마나 깊게 진행할 수 있을지도 계산할 수 있습니다. 지수 함수의 감쇠를 논할 때 주로 많이 쓰는 설정인  $E_{tra}(z = D_{eva}) = E_{0i} / e$  인 조건을 생각해 봅시다. 여기서  $D_{eva}$  는 **투과 깊이 (penetration depth)**라고 정의되는 물리량입니다. 그러면 방정식 (1.11)에서,

$$D_{eva} = 1/\alpha_{eva} = \frac{\lambda_0}{2\pi n_t \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2} - 1}}. \quad (1.12)$$

임을 쉽게 알 수 있습니다. 예를 들어,  $n_i = 1.5$ ,  $n_t = 1$ ,  $n = 1/1.5$ ,  $\theta_i = 60^\circ$  인 경우,  $D_{eva} / \lambda_0 = 0.192$  입니다.  $\lambda_0$  가 633 nm라고 설정해 본다면,  $D_{eva} = 121.5$  nm 입니다. 이 값은 어떤 느낌입니까? 꽤 투과되는 거리인 것 같지 않습니까? 실제로 이 정도 거리보다 얇은 두께로 매질을 만들면, 투과 전자기파는 그 매질 속에서 완전히 감쇠되기 전에, 다시 다른 매질로 다시 전파될 수도 있습니다 (그림 1.6 참조).

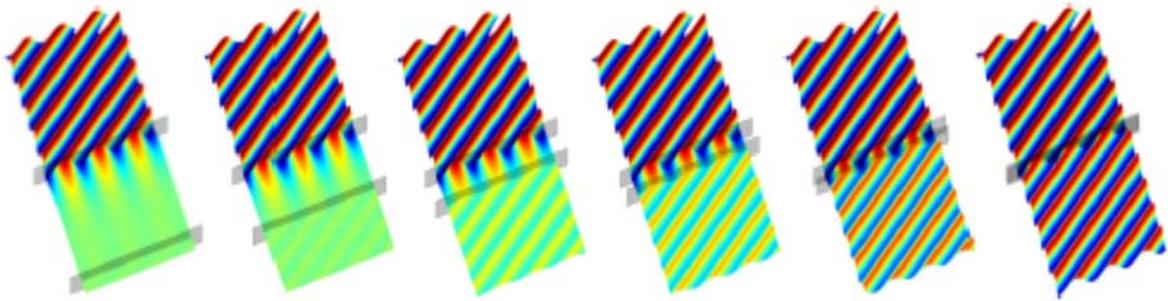


그림 1.6. 전반사 조건에서 감쇠파 (evanescent wave)가 저-굴절률의 매질 (그림에서 칸막이 사이의 영역)을 통과하여 다시 고-굴절률의 매질 (칸막이 바깥 영역)로 전달되는 현상의 모식도. 두 칸막이 사이의 거리 (즉, 저-굴절률 매질의 두께)가 줄어들어, 감쇠파의 투과 깊이보다 충분히 얇아지기 시작하면 (왼쪽에서 세 번째 그림부터), 전자기파의 터널링 현상 (electromagnetic tunneling)이 관측됨.

이는 마치 양자역학에서 말하는 전자의 터널링 (tunneling) 같은 현상과 비슷해서, **전자기**

**파의 터널링 (EM wave tunneling)**이라고도 합니다. 이를 이용하여, 또한 광섬유의 껍질 (cladding)의 두께를 상당히 얇게 만들 수 있다면 (이를 tapering이라고 합니다), 속심을 따라 진행하던 전자기파의 일부가 얇아진 광섬유 껍질을 투과하여, 감쇠파로서 다른 매질에 신호를 전달할 수 있습니다. 이러한 현상은 광학 결합기 (coupler), 공명기 (resonator) 등의 장치에 활발하게 사용됩니다.