

제3장 광파의 간섭

3.1 서론

19세기까지만 하여도 간섭(interference)이나 회절(에 돌이: diffraction)은 파동의 고유한 특성으로 인정되어 왔다. 광파를 비롯하여 수면파, 음파, 지진파 등 파동이라면 간섭이나 회절을 관측할 수 있다. 이 장에서는 많은 파동 중에서 광파 즉 빛의 파동성에 대해서 살펴보기로 하자. 간섭은 여러 개의 광원에서 오는 빛이 겹쳐졌을 때 밝고 어두운 부분이 교차해서 나타나는 현상이고, 회절은 빛이 진행하는 방향에 어떤 물체를 놓아서 그림자가 생길 때 기하학적인 그림자 속으로 빛이 퍼져 들어가는 것이다. 우리가 빛에 파동의 성질이 있다는 것을 처음부터 안

나는 것을 1801년 처음으로 발견하였다. 약 20여 년 후 프랑스의 프레넬은 역시 실험을 통하여 회절 현상을 증명함으로써 빛이 파동인 것을 재차 확인하게 되었다. 그 후 맥스웰은 1864년 전기장이 시간에 따라서 변하면 자기장이 나타나고 자기장이 시간에 따라 변하면 전기장이 나타난다는 것을 이론적으로 규명하여 빛은 전자기파임을 확고히 하였다.

1900년 플랑크에 의해 빛에너지가 기본단위의 정수배로 존재한다는 것이 밝혀지고, 1905년 아인슈타인이 광전효과의 설명을 통하여 빛이 광자로 이루어져 있다는 사실을 밝힘으로써 빛은 파동과 입자의 두 가지 성질이 있다는 것을 알게 되었다. 이 장에서는 빛의 파동으로서의 성질인 합성과 간섭에 대해 알아보자

현대광공학 개론 II : 파동광학1

김석원*, 조재홍**

것은 아니었으며, 빛의 파동적 성질을 알기까지는 많은 선인들의 노력이 있었다.

빛이 파동이나 입자냐 하는 논쟁은 17세기로 거슬러 올라간다. 이 시대의 대표적인 두 물리학자인 뉴턴과 호이겐스는 빛의 성질에 대해서 서로 대립적인 견해를 가지고 있었다. 뉴턴은 빛이 알갱이 즉 입자로 구성되어 있다고 믿고 있는데 반해 호이겐스는 빛이 파동임을 주장하였다. 이와 같은 두 거장의 상반된 견해는 그 후 200여 년 동안 계속 논쟁의 대상이 되어왔으나, 대부분은 위대한 물리학자인 뉴턴의 견해가 옳을 것이라는 막연한 생각을 하고 있었다. 이러한 생각이 잘못된 것이라는 사실이 1801년 영국의 학자 영(Tomas Young)에 의해 밝혀졌다.

영은 나란히 있는 이중슬릿(두 실험: double slit)에 빛을 쬐어 멀리 떨어진 스크린에 밝고 어두운 무늬가 나타

3.2 간섭의 기초 개념

그림 3.1(a)와 같이 긴 막대에 붙어있는 2개의 짧은 막대가 일정한 진동수로 물 안쪽과 바깥쪽으로 진동하고 있다고 가정하자. 각각의 막대들은 따로따로 물결파를 생성시킨다. 중첩원리에 의하면, 각 점에서 한 물결파의 골이나 마루가 다른 물결파의 골이나 마루를 만나서 합성 물결파의 진폭은 각 파들 진폭의 합과 같이 된다. 각 점에서 물결파의 위상이 동일하면 보강간섭이 발생한다. 이와 비슷하게, 각 점에서 골과 마루가 만나면 합성파의 진폭은 각 파들 진폭의 차와 같게 되는데 이를 소멸간섭이라 한다.

그림 3.1(b)에서 파의 마루들을 선으로 나타내고 있다. 마루 사이의 골은 나타나 있지 않다. A_1 , A_2 , A_3 등은 보강간섭을 일으키는 점들을 연결한 선이며 N_0 , N_1 , N_2 등

* 울산대학교 물리학과 정교수, sokkim@ulsan.ac.kr

** 한남대학교 광·전자물리학과 정교수, jhjo@hannam.ac.kr

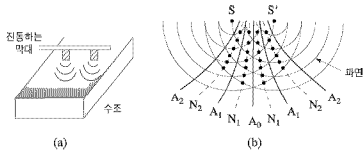


그림 3.1 두 파동의 발생과 중첩

은 소멸간섭을 일으키는 점들을 연결한 선이다. 물결들이 바깥쪽으로 진행해도 막대들의 진동수가 같기 때문에 이 선들은 같은 곳에 머물게 된다. 이를 “정상(stationary)”이라 하며 이것은 두 막대간 진동하는 긴 막대에 같이 붙어있기 때문이다. 이것은 떨어져있지만 같은 진동수로 진동하고 일정한 위상차를 가진 두 막대에서도 생길 수 있다. 이와 같은 상황을 열기 위한 조건은 다음과 같다.

1. 파들의 진동수가 일정하게 유지되어야 하며,
2. 파원을 떠나는 두 파의 위상차가 일정해야 한다.

3.3 파의 결맞음

파의 중첩현상을 포함하고 있는 모든 광학현상을 분석하는데 우리가 필요로 하는 것 중 하나가 바로 파의 결맞음(coherence) 현상이다. 이것을 분석하기 위해서 우리는 수학적 표기법을 사용하는데 지금까지는 우리가 취급하고 있는 파동은 완전하게 결이 맞았거나 또는 완전하게 결이 맞지 않은 파동현상이었다. 그러나 이와 같은 것은 실제 물리현상에서 극히 이상적인 상황이다. 우리가 실제로 보고 느끼는 광학현상에서는 파동의 대부분이 부분적으로 결이 맞는 상태라고 할 수 있다. 그러므로 완벽하게 결이 맞는 경우는 이상적인 조건에서만 가능한 것으로 실제로는 거의 일어날 수 없는 현상이다. 실제현상을 분석하는 데에 모든 요소를 또 포함해서 분석하기에는 수학적 어려움이 있으므로 우리는 종종 이런 이상적인 조건을 전제로 문제를 해결하는 초석으로 삼는다. 예를 들면 단진자 조화운동의 경우나 또는 강제의 운동 같은 것이 그런 경우이다.

결맞음 현상에서 우리는 편의상 두 가지로 나누어 생각한다. 즉 시간적 결맞음과 공간적 결맞음이 바로 그것이다. 시간적 결맞음(같은 위상과 같은 속력을 갖는 경우)은 광원의 밴드 폭과 관련이 되어 있고 공간적 결맞음(주파수, 방향과 편광이 초기 광자와 유도방출(stimulated emission)에 의해서 생겨난 광자들 사이에 모두 같은 경우)은 공간내에서 어느 한정된 범위에만 관계되는 것이다. 즉, 시간적, 공간적 결맞음 현상은 모두 다 광학적 요소사이의 상관관계로 이루어지는 것이다. 주어진 시간에 대한 일의 동일파면상의 수평으로 도는 횡축으로 이동된 점들은 우리가 공간적 결맞음이 된 점이라고 할 수 있다.

결맞음 길이를 실제 예를 들어보자. 우선 점광원을 생각해 보면 이 점광원에서 방출되어 나오는 무한히 긴 파열(wave train)을 가진 단색광의 경우(평면이 레이저인 경우)는 파면이 구면파이거나 평면파면을 가지고 있다. 이와 같은 이상적인 경우에는 파면상의 두 점 사이의 위상차를 $\Delta \phi$ 라 하고 하면 이 위상차는 시간과 무관하다. 즉 시간에 대해 변하지 않는다. 이때 두 점 사이의 거리가 얼마만큼인지는 상관이 없다. 마찬가지로 위상차를 주어진 시간에서 측정할 값이나 그 시간으로부터 시간이 Δt 만큼 후에 측정한다 할지라도 위상차는 변함이 없다. 이와 같은 것을 우리는 완벽한 시간적 결맞음(perfect temporal coherence)이라고 말한다.

반면에 광선의 진행방향과 수직이 되는 파면의 두 점 사이에서 위상차가 시간에 따라 변하지 않으면 우리는 완벽한 공간적 결맞음이라고 말한다. 그러나 실제광원에서 나오는 파열은 결코 무한하지 않으므로 모든 종류의 간섭현상을 조사하는 데에 아주 중요한 역할을 한다. 하나의 원자가 가질 수 있는 수명은 1.6×10^{-8} 초 가량이므로 빛의 속도로 여행을 한다면 결맞음 길이는 대강 3m 가량이 된다. 복합적인 실제파동을 분석하면 우리는 주어진 파동의 주파수의 분포를 알 수 있는데 이것을 우리는 분광선의 자연선폭확대(line broadening)라고 한다.

열역학적 광원은 수도 없이 많은 원자들의 무작위적 운동(random motion)에 의해 파를 방출하므로 그들의 주파수는 열역학적 운동과 또 전자기장에 의해 변화할 수 있다. 그러므로 이들 효과를 모두 합하면 모든 분광선은 나름대로 밴드폭을 가지게 된다. 즉 그와 같은 밴드폭을

$$d\nu = \frac{1}{dt} \quad (3.1)$$

로 쓰고 여기서 dt 를 우리는 결맞음 시간이라고 한다. 대부분의 스펙트럼선의 넓어지는 현상을 거의 도플러 효과에 의한 것이 많은데 이것을 도플러 선평확대라고 한다. 결맞음 시간 Δt 동안에 빛이 여행하는 길이를 결맞음 길이라고 한다. 결맞음 길이를 L 이라고 하면

$$L = c\Delta t \quad (3.2)$$

가 된다. 따라서 스펙트럼선의 폭이 결국은 우리에게 결맞음 길이를 알게 해주는 도구가 된다. 즉 결맞음 길이는 스펙트럼선 밴드폭에 역비례하는 것을 알 수 있다. 레이저는 보통 결맞음 거리가 수십 m에서 수 km에 이르는 데 반하여 백열등은 수 μm 에 불과하다.

3.4 보통 광을 사용한 간섭

나트륨 방전램프와 같이 멀리 떨어진 두 개의 보통광원에서 발생한 그림 3.3의 A곡선과 B곡선들은 늘 같은 곳에 머물지 않는다. 즉, 정상간섭무늬가 얻어지지 않는다. 나트륨 램프에서 발생한 빛은 결맞지 않다. 왜냐하면 두 광원의 광 방출과정사이에는 상관관계가 없기 때문이다. 이를 보다 자세히 알아보자.

광파의 처음 위상 ϕ 는 광원 속 전자운동과 상관이 있을 수 있다. 원자는 작은 스위치로 생각될 수 있다. 그 스위치는 빛이 나올 때 on 이고 안 나올 때는 off이다. 그러나 방출과정이 완전 무작위이므로 원자가 언제 빛을 방출할지를 정확히 한다는 것은 불가능하다. 그림 3.2는 단일 원자에 의한 빛 방출을 파열로 나타낸 것이다. 광원 내의 다른 원자들도 비슷하게 동작하지만 방출시간이 다르다.

광원 내의 모든 원자들에서 방출되는 파열을 합하면 그림 3.3과 같은 일련의 파열이 되며 각 파열들은 유한한 길이를 갖고 있다. 한 파열에서 다음 파열로 옮겨가면 급격한 위상의 변화가 발생한다. 따라서 B 지점에서의 위상과 A 지점에서의 위상은 전혀 관련이 없다.

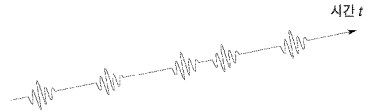


그림 3.2 단일 원자에 의한 빛 방출

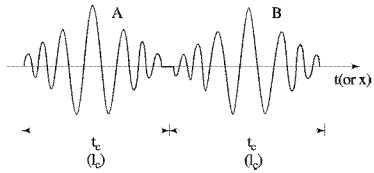


그림 3.3 모든 원자에서 방출되는 파열의 합

실제로 1초에 약 1억 번의 위상 끊김이 있기 때문에 각 파열은 결맞음 시간 Δt 가 약 10 ns이다. 단일 파장 빛은 하나의 파장을 갖고 있으며 완전한 사인파로 나타낼 수 있다. 그러나 파가 시간과 공간 속으로 무한히 퍼져나가므로 상상의 허구라 할 수 있다. (그림 3.4(a)) 바꾸어 말하면 순수 사인파는 시작과 끝이 없다. 실제로 광원을 on off 하게 되면 파의 형태가 변형되어 결맞음 길이가 유한하게 된다. 레이저 광이 단일 파장의 광에 매우 근사하며 수 킬로미터의 결맞음 길이를 갖고 있다.

준 단일광은 약간 다른 파장의 단색광원들이 섞인 것으로 생각될 수 있다. 나트륨 방전램프에서 나온 빛의 결맞음 거리는 2-3 cm이다. 한편으로 백색광은 파장이 다른 많은 광들이 섞인 필스도 보강간섭이 일어나는 같은 위상의 범위가 매우 좁다.

3.5 광 간섭의 조건

두 파가 만나는 지점 J에서의 두 파의 위상차 δ 를 다음과 같이 표현한다.

$$\delta = k(x_2 - x_1) + (\phi_2 - \phi_1) \quad (3.3)$$

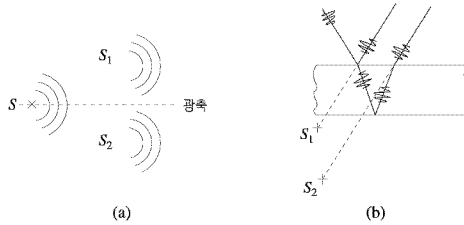


그림 3.4. 파의 분할에 의한 간섭. (a) 파면 분할, (b) 진폭 분할

J에서의 합성진폭은 (1) 두 파가 같은 위상을 가지고, (2) $(\phi_e - \phi_s)$ 가 일정하면 같은 값을 유지하게 된다. 그러나 그림 3.3에서 본 위상 값임 때문에 $(\phi_e - \phi_s)$ 가 10 ns 보다 오래동안 일정하게 유지되기가 어렵다. 이러한 문제를 피하기 위해서는 단일 광원으로부터 나오는 빛을 둘로 나누어야 한다. 이를 위한 표준방법이 파면분할과 진폭분할이라 불린다.

파면분할에서는 그림 3.4(a)와 같이, 처음 광원 S로부터 퍼져나오는 광이 불투명한 스크린에 새겨진 매우 좁고 서로 가까이 있는 개구 S₁과 S₂에 도달한다. 만약 두 개구가 처음 광원으로부터 같은 거리에 있다면, S로부터 동시에 나왔으므로 S₁과 S₂에서의 위상은 같을 것이다. 또한, S₁과 S₂에서 나온 광은 같은 주파수를 가진 처음광원으로 취급할 수 있다. 그러므로 S₁과 S₂는 간섭조건을 만족하여 제 2차 결맞은 광원이 된다.

진폭 분할에서는 각 파열이 둘로 나누어진다. 각 부분들은 최초의 파열로서 같은 위상을 가지지만, 점차 $(\phi_e - \phi_s)$ 는 일정하게 유지하면서 각각의 값들은 변하게 된다. 파열들은 그림 3.4(b)와 같이 가상의 두 번째 결맞은 광원으로부터 나오는 것으로 보이게 된다. 파면과 위상분할에 의한 간섭을 자세히 살펴보기 전에 제 2차 광원의 호이겐스 원리에 대해서 논하는 것이 필요하다.

3.6 호이겐스 원리

호이겐스는 장애물이나 개구가 없는 자유 공간에서 빛이 어떻게 퍼져나가는지를 조사하였다. 그는 시각 t에서의 파면을 알 때 시각 t+Δt에서의 파면위치를 정하기 위한 그림을 고안하였다.

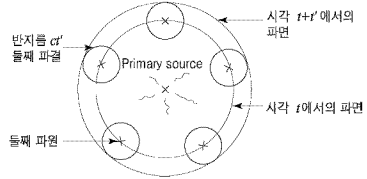


그림 3.5. 호이겐스 원리

호이겐스는 처음 파면 상의 모든 점은, 반지름이 ct' 인 두 번째 파결(wavelet)을 방출하는 두 번째 광원으로 작용한다고 제안하였다. 새로운 파면은 모든 두 번째 파결의 점선들의 집합면이다. 그림 3.5과 같이 만약 첫 파면이 구면이면 두번째 파면도 구면이다. 호이겐스 원리는 매우 강력하여 다른 종류의 매질에도 적용된다. 그러나 호이겐스 원리에는 다음 두 가지 결점이 있다.

1. 두 번째 파결의 처음 광원 쪽 접선면을 무시한다.
 2. 파장을 고려하지 않았다.
- 첫 번째는 심각한 문제는 아니다. 일족 점선은 수평 파면에 쓰이기 때문이다. 그러나 두 번째는 심각하다. 왜냐하면 파장이 수 센티미터인 음파는 가로등 기둥에서 휘어지지만 빛은 그렇지 않다는 것이 널리 알려져 있기 때문이다. 호이겐스의 작도는 광파와 음파를 구분 짓지 않는다. 이와 같은 결점들은, 빛이 장애물이나 개구를 만나면 어떻게 되는지를 연구한 프레넬(Fresnel)에 의해서 극복되었다.

3.7 두 광선의 간섭

간섭현상은 동일 광원으로부터 나온 파가 서로 다른 경로로 전파되어 입의의 한 점에 동시에 도달할 때 관측자가 볼 수 있는 것이다. 이 현상을 기술하기 위하여 우리는 이들 파의 전기장을 이용하기로 하자. 우리는 앞서 언급한 바와 같이 두 파가 거의 우리가 생각하고자 하는 스크린 위의 입의의 점에 도달 할 때는 거의 동일 방향으로 진행하는 두 파라고 가정하고 파의 진행방향의 차이가 무시할 수 있다는 가정으로 우리는 스칼라 식으로 전기장을 표시하기로 한다. 따라서 물리광학적 해석에서 벡터식이 아닌 스칼라식으로 표시하는 것은 이와 같은 가정에서이다.

이들 파의 경로의 광경로의 차가 있고 그것은 곧 이들 두 파의 위상차로 나타날 수 있다는 것도 앞서 설명된 것이다. 여기서는 수학적으로 전기장을 이용하여 간섭현상을 표시하는 것을 소개하기로 한다.

먼저 제 1 경로의 전기장을

$$E_1 = E_0 \cos(kx_1 - \omega t_1 + \phi_1) \quad (3.4)$$

이고 제 2 경로의 전기장을

$$E_2 = E_0 \cos(kx_2 - \omega t_2 + \phi_2) \quad (3.5)$$

이라고 하면 이들의 합성은 다음과 같이 된다.

$$E_s = E_1 + E_2 \quad (3.6)$$

여기서 우리가 잡고 넘어 갈 일은 E_1 과 E_2 는 모두 가시범위 내에서는 상당히 빠른 주파수로 변화하기 때문에 이들의 변화를 일정 시간동안 평균하게 되면 0이 되고 만다. 왜냐하면 예를 들어 E_1 은 E_0 과 $-E_0$ 사이에서 진동하기 때문이다. 그러므로 E_1 이나 E_2 의 변화는 의미가 없고 이들의 제곱 값은 각각 그들의 평균값이 $(E_0)^2$ 에서 0 사이에 또는 $(E_0)^2$ 에서 0 사이에 존재하기 때문에 물리적인 의미가 있다.

간섭무늬의 세기는 진폭의 제곱에 비례한다. 즉 우리는 에너지를 관측하는 것이다. 우리가 관측하는 것은 파의 진폭의 제곱, 예를 들면 $(E_0)^2$ 을 관측하는 것이다. 관측

된 양의 단위는 W/m^2 이므로 이를 세기라는 말로 대신하기로 하고 I 로 표시한다면

$$I = \epsilon_0 c (E_0)^2 \quad (3.7)$$

로 쓸 수 있다. 여기서 E_0 은 $E_1 = E_1 + E_2$ 의 시간평균값이므로

$$I = \epsilon_0 c \{ (E_{0av})^2 + (E_{0av})^2 + 2(E_1 \cdot E_2)_{av} \} \quad (3.8)$$

즉

$$I = I_1 + I_2 + 2I_1 I_2 \quad (3.9)$$

이 되는 것이다. 여기서 간섭항은 $I_1 I_2$ 이다. $I_1 I_2$ 은 $2\epsilon_0 c (E_1 \cdot E_2)_{av}$ 이다. 얼마간의 수학적 과정을 거쳐 간섭현상의 보강과 소멸의 경우에 해당하는 식을 얻을 수 있다. 즉 보강간섭의 경우

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (3.10)$$

이고 반면에 소멸 간섭의 경우

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (3.11)$$

이 된다. 따라서 최대세기와 최소세기는

$$I_{max} = 4I : I_{min} = 0 \quad (3.12)$$

이며, 간섭무늬의 선명도(visibility)는

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.13)$$

이다.

3.8 이중슬릿에 의한 간섭

이 절에서 우리는 영(Young)이 했던 실험을 살펴보기로 하자. 이 실험은 가장 간단하면서도 간섭을 가장 잘 이해할 수 있게 해준다. 아래 그림 3.6과 같이 파장 λ 인

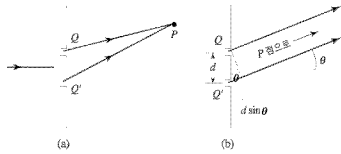


그림 3.6. 짝에 도달하는 파동의 다른 두 경로 OP와 Q'P, 길이 밀리 있으면 OP와 Q'P는 거의 평행이다. 이때 OP와 Q'P의 길이 차는 $d \sin \theta$ 이다.

광파가 Q와 Q'에 있는 이중슬릿(double slit)을 비춘다 고 하자. 각각 λ 보다 훨씬 작은 폭을 가진 슬릿이 d만큼 서로 떨어져 있다. 이 때 d는 λ 보다 훨씬 큰 값이고, L은 이중슬릿과 스크린까지의 거리로서 d보다도 훨씬 큰 값이다. 설치된 스크린에는 이중슬릿로부터 나온 빛이 증첩될 것이다. 가령 중앙점으로부터 x만큼 떨어진 지점 P를 생각해 보자. 두 슬릿에서 나온 빛이 증첩되어 이 지점의 전기장은 두 슬릿에서 온 전기장의 합으로 주어지게 될 것이다.

슬릿 1(Q)에서 나온 빛이 P에 도달할 때까지의 경로 QP를 r_1 이라고 하고, 슬릿 2(Q')에서 출발한 경로 Q'P를 r_2 이라고 할 때 두 경로의 차 r은 $r_2 - r_1$ 일 것이다. 만약 L이 d보다 대단히 크다면 QP와 Q'P는 서로 평행하다고 볼 수 있으므로

$$r \cong d \sin \theta \quad (3.14)$$

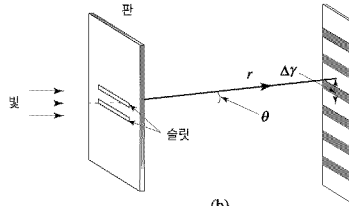
로 주어진다. 만약 경로차 $d \sin \theta$ 가 파장의 정수배라면, 즉

$$d \sin \theta = n\lambda, n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.15)$$

일 경우, P점에서는 Q에서 나온 빛과 Q'에서 나온 빛의 전기장들의 마루와 마루, 또는 골과 골이 만나 보강간섭이 일어나므로 빛 세기의 극대점이며 근처에 밝은 선(실제로는 띠)이 생긴다. $n=0$ 은 중앙의 극대에 해당하고, 그 위의 밝은 선은 $n=1$ 에 대응된다. 그 다음의 밝은 선들은 각각이 $n=2, 3, 4, \dots$ 인 값에 대응된다. 물론 중앙(C) 점 아래도 위와 대칭적으로 밝은 선들이 생기며 n을



(a)



(b)

그림 3.7. (a) 빛이 찍어낸 것은 슬릿 뒤에 놓인 사진필름 위에 찍어 어두운 무늬의 형태가 기록된다. (b) 슬릿 뒤에 사진필름이 있는 실험 배열.

차수라 한다.

경로차가 아래와 같이 반파장의 홀수 배이면, 즉

$$d \sin \theta = \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.16)$$

일 때, 이중슬릿에서 나온 두 전기장의 마루와 골이 만나 상쇄간섭이 일어난다. 따라서 이곳은 빛의 세기가 0이 되며 주위에 어두운 선이 생기게 된다. 중앙 점 아래에도 역시 대칭적으로 어두운 선이 생긴다. 중앙점 바로 위의 어두운 곳은 n이 0일 때이고 그 바로 위의 어두운 곳은 n이 1에 해당한다. 이러한 어두운 선들의 위치는 밝은 선들 사이의 중간 지점에 위치하게 된다. 그래서 x가 변함에 따라 밝고 어두운 선들이 교대로 나타나게 된다.

보통 가령이나 사무실에서 널리 쓰이는 백열등이나 형광등과 같은 빛으로 이중슬릿을 비추면 간섭무늬가 나타나지 않는다. 이중슬릿과 광원 사이에 대단히 작은 구멍(빛의 파장 보다 작은)을 놓든가 아니면, 이를 광원으로 부터 대단히 멀리 떨어져 슬릿에 도달하는 광파가 평면광이 되도록 하면 간섭무늬가 나타난다. 광원을 멀리 하는 것은 현실적으로 실험실에서 수행하기 어려우므로, 보통은 이러한 일반 조광등에서 나오는 빛을 대단히 작은 구멍으로 통과시키는 방법을 택한다. 이런 미세한 구

명에 일반 빛을 비추면 이 구멍이 하나의 점광원이 되어 빛이 퍼져 나온다. 이러한 빛이 이중슬릿에 도달한 후 스크린 위에서 중첩되면 보강 또는 상쇄간섭을 일으키게 되어 간섭무늬가 형성된다. 이때 Q와 Q'에 있는 두 빛은 결맞음성이 있다고 한다. 만약 이중슬릿의 간격 d를 크게 하면 간섭무늬는 점차 흐릿하게 되고 d가 아주 클 때에는 간섭무늬는 소멸하게 되어 밝기가 스크린의 어느 지점에서나 균일해진다. 만약 d가 점차 감소하여 이중슬릿의 간격이 대단히 작으면 간섭무늬가 다시 선명해진다. 두 빛의 결맞음성이 좋아지는 것이다.

또 이중슬릿의 간격 d를 고정하고 빛을 먼저 통과시키는 구멍의 지름을 증가시키면 간섭무늬의 선명도가 점차 떨어지는 것을 볼 수 있다. 즉 지름이 대단히 작은 점광원에서 나오는 빛은 무늬가 선명한 반면에 광원의 크기가 클수록 간섭무늬는 흐릿해진다. 구멍의 지름이 작을수록 각 슬릿에서의 빛은 결맞음성이 증가한다는 것을 알 수 있다. 이와 같이 선명한 간섭무늬를 얻기 위해서는 광원의 크기가 작아야 하고 이중슬릿 사이의 간격이 또한 작아야 한다. 이러한 조건은 이중슬릿에서의 광이 결맞음성이 있기 위한 조건이 된다.

3.9 여러 가지 간섭계

3.9.1 마이켈슨(Michelson) 간섭계

마이켈슨 간섭계는 그림 3.10에서 보는바와 같이 한 개의 반도금 거울 M과 두 개의 평면거울(M₁과 M₂)로 구성되어 있다. 반도금 거울 M은 수직으로 입사한 빛 세기의 절반은 투과시키고 절반은 반사하는 것으로 이 장치에서 빛을 두 방향으로 나누는 빛 나누개의 역할을 한다: 광원에서 온 빛은 M에서 절반은 직각으로 반사되고 절반은 그대로 투과한다. 투과 및 반사된 빛은 빛의 진행방향에 수직으로 설치된 거울 M₁과 M₂에서 각각 반사되어 M에 다시 모이게 된다. 모여진 빛은 일부는 광원쪽으로 진행하고 일부는 스크린으로 향한다.

중첩된 두 빛은 경로차에 따라 밝고 어두운 간섭무늬가 형성된다. 경로차는 $2 \times MM_1 (=d_1)$ 과 $2 \times MM_2 (=d_2)$ 의 차가 된다.

$$\Delta d = |d_1 - d_2| = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.16)$$

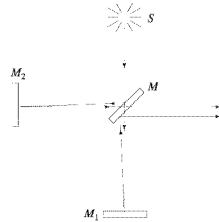


그림 3.8 마이켈슨 간섭계.

일 때에는 보강간섭이 되어 밝은 무늬가 나타나고

$$\Delta d = |d_1 - d_2| = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda,$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.17)$$

일 때에는 상쇄간섭에 의해 어두운 무늬가 나타난다.

간섭무늬를 얻기 위해서는 두 거울 M₁과 M₂가 입사광에 대해 정확히 수직으로 정렬되어야 한다. 그러기 위해 M₁과 M₂에는 일반적으로 세워진 나사가 부착되어 정밀 각도 조정이 가능하도록 되어 있다. 각도가 정확히 조정되지 않으면 간섭무늬의 간격이 대단히 좁아서 간섭여부를 알기가 어렵다. 정확히 정렬되었을 때는 간섭무늬의 간격이 점점 넓어진다. 입사광이 평행광이 아닌 때 또는 중심원의 간섭무늬가 형성된다. 어느 한쪽 거울을 고정하고 다른 한쪽 거울을 평행이동 시키면 위와 조건에 따라 빛이 중첩되는 스크린에는 어두운 부분이 밝게 되고 밝은 부분이 어두워지는 현상이 계속된다. 그러나 한쪽 거울이 이동한다고 해서 항상 간섭무늬가 생성되는 것은 아니고 Δd 가 증가함에 따라 간섭무늬의 선명도가 감소하게 된다. Δd 가 결맞음 길이 L 이상이면 아무리 거울이 잘 정렬되어 있다고 할지라도 간섭무늬는 다시 나타나지 않는다. 마이켈슨 간섭계는 길이 측정장치 중에서 가장 정밀하기 때문에 빛의 속도 측정에 사용된 것은 역사적으로도 유명하다. 원래 마이켈슨 간섭계는 미국의 과학자 마이켈슨과 몰리(Morley)가 빛의 속도를 정밀하게 측정하기 위해 고안된 것이다. 이들은 1881년부터 시작, 십여 년간 빛의 속도를 정밀하게 측정하여 빛의 속도는 기준계의 운동 상태와 상관없이 일정하다는 것을 확인함으로써 아인슈타인이 상대론을 탄생시키는데 결정적 기여를 하였다.

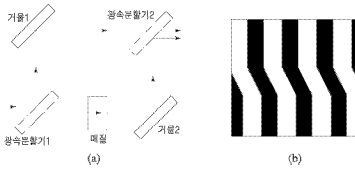


그림 3.9 (a) 마하-젠더 간섭계와 (b) 간섭무늬

3.9.2 마하-젠더(Mach-Zehnder) 간섭계

마하-젠더 간섭계는 투명한 매질의 상태 또는 변화를 관찰하기 위하여 개발된 간섭계이다. 이 간섭계는 그림 3.9(a)와 같이 두개의 거울과 두개의 광속분할기(빛 나누개)로 구성된다. 첫 번째 빛 나누개로 입사된 빛은 둘로 나뉘어 각각 두 거울면에서 반사된다. 이 빛들은 두 번째 빛 나누개에 의해서 중첩되어 간섭을 일으킨다. 여기서 서로 다른 빛의 경로를 팔(arm)로 표현한다.

이 간섭계의 한쪽 팔에 그림과 같이 투명한 매질을 놓으면 간섭무늬로부터 이 매질의 두께 변화 혹은 굴절률의 변화를 분석해 낼 수 있다. 그림 3.9(b)와 같은 마하-젠더 간섭계의 간섭무늬에서 이웃한 무늬 사이의 위상차는 2π 이므로 이에 해당하는 광경로 차이는 λ 가 된다. 따라서 매질이 균일한 경우에 무늬가 한칸 정도 변형됨을 보이면서 이는 그 부분의 매질 두께가 주위에 비하여 λ 만큼 차이가 남을 알 수 있다.

광경로(optical path length)는 빛이 지나는 매질의 굴절률 n 과 그 길이 l 의 곱 $n l$ 로 정의된다. 즉, 광경로란 매질 내에서 빛이 진행한 거리를 그 매질된 시간동안 진공 중에서 빛이 진행했을 때의 거리로 환산한 값이다. 따라서 불균질한 매질의 경우에는 매질의 각 점을 통과하는 빛의 광경로 또한 일정하지 않음을 알 수 있다.

마하-젠더 간섭계 한쪽 팔에 양면은 완전히 평평하나 이와 같이 불균질한 매질을 놓으면 역시 직선상태의 간섭무늬가 나타나지 않고 불균질한 부분에 따라서 그림 3.9(b)와 같은 변형된 간섭무늬가 나타난다. 이 간섭계는 이와 같이 투명매질을 시료로 하는 실험에 많이 사용되고 있다.

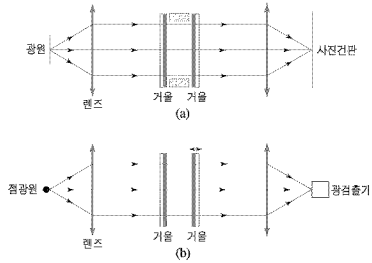


그림 3.10. (a) 패브리-페로 간섭계와 (b) 패브리-페로 에탈론

3.9.3 패브리-페로(Fabry-Perot) 간섭계

패브리(C. Fabry)와 페로(A. Perot)가 빛의 파장을 정밀하게 측정하기 위하여 개발한 다중 광 간섭계를 패브리-페로 간섭계라 하며, 그림 3.10과 같다.

이 간섭계는 평행하게 맞춘 두 개의 거울을 면으로 이루어진다. 그림 3.10 (a)에서의 같이 두 거울의 간격을 고정시키는 경우 이를 패브리-페로 에탈론(etalon)이라 부르며, 거울의 간격을 변화시켜서 정보를 얻는 간섭계를 패브리-페로 간섭계라고 부른다(그림 3.10 (b)).

에탈론의 경우에는 거울의 간격 d 가 고정되므로 입사각 α 에 따라서만 빛의 위상이 변화된다. 따라서 그림 3.11과 같이 동심원형태의 간섭무늬를 얻게 된다. 이와는 반대로 간섭계의 경우에는 평행광을 입사시켜서 α 를 고정시키고 간격 d 만을 변화시킨다. 이때에는 에탈론에서와 같이 간섭무늬의 형태로 정보를 얻는 것이 아니라, 광검출기를 이용하여 d 의 변화에 따른 빛 세기의 변화를 전기적 신호로 검출한다. 이들을 이용하여 좋은 간섭무늬 또는 양질의 전기적 신호를 얻기 위해서는 거울의 반사율이 높을수록 좋다는 것은 이미 알고 있는 사실이다. 그러나 높은 반사율만으로 되는 것은 아니다. 이를 위해서는 거울 면의 평평도(flatness)가 $\lambda/20$ 에서 $\lambda/100$ 정도는 되어야 하며 두 거울 면이 거의 평행하여야만 한다. 에탈론의 경우에는 두 거울 면의 간격에 변화가 없도록 하기 위하여, 일반적으로 한 덩어리의 광학 매질의 양면을 평행하게 제작하여 사용하고 있다.



그림 3.11. 페브리-페로 에달론에 의한 간섭무늬

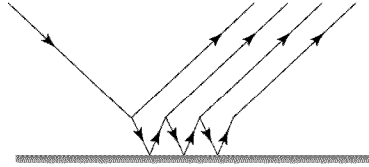


그림 3.12. 물 위의 기름막에 의한 간섭

3.10 간섭현상의 응용

3.10.1 박막에 의한 간섭

위의 예에서 보는 바와 같은 경묘한 장치에 의하지 않고 쉽게 볼 수 있는 간섭현상이 바로 물위에 퍼져 있는 기름 박막에 의한 간섭이다. 여러분은 비온 뒤 보도나 차도에 고인 물의 표면에서 영롱한 색깔의 기름막을 본 적이 있을 것이다.

이것은 그림 3.12에서 보는 바와 같이 수면 위에 형성된 기름막의 표면에서 반사된 빛이 기름막을 한차례 왕복한 후 밖으로 나오는 빛과의 중첩에서 어떤 파장의 빛이 보강간섭을 일으키기 때문이다. 두 빛의 경로차 L 는

$$L = 2d \cos \theta \quad (3.18)$$

로 주어지며, θ 와 d 는 굴절의 법칙에 의해

$$\sin \theta = n \sin \theta' \quad (3.19)$$

의 관계가 있다. 여기서 n 은 기름막의 굴절률이다. 막 속에서 파장은 진공 속에서의 파장 λ 의 $1/n$ 이다. 만약 경로차가 막 속에서의 파장의 정수배에 해당하는 경우, 즉

$$2nd \cos \theta' = m\lambda, \quad m=1, 2, 3 \dots \quad (3.20)$$

이면 보강간섭이 일어나서 이를 만족하는 파장의 색깔을 볼 수 있게 된다. 시선의 방향을 바꾸면 그 색깔이 달라지는 것을 관찰할 수 있을 것이다. 그것은 다른 θ' 에서 위의

조건을 만족하는 파장이 달라지기 때문이다. 한편,

$$2nd \cos \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad m=0, 1, 2, \dots \quad (3.21)$$

인 경우 상쇄간섭이 일어나고 반사하는 빛은 없어지게 되어 입사하는 빛은 전부 박막을 통과하게 된다.

한가지 유의할 사항은 기름 막의 굴절률은 공기의 굴절률보다는 크고, 물의 굴절률보다는 작다고 가정할 것이다. 그것은 기름 막의 위 면에서 반사되는 빛과 아래 면에서 반사되는 빛은 똑같이 180° 의 위상변화를 겪게 되기 때문이다. 만약 기름 막의 굴절률이 물의 굴절률 보다 클 경우에는 위 면에서 생기는 180° 의 위상차를 고려해야 하므로 보강간섭의 조건은 상쇄간섭의 조건이 되고 상쇄간섭의 조건은 보강간섭의 조건으로 바뀌게 된다.

상쇄간섭이 일어나는 박막을 흔히 반사방지 박막이라 한다. 이러한 박막에서의 간섭은 여러분들이 쓰고 있는 안경이나 카메라 렌즈에서 흔히 볼 수 있다. 안경이나 카메라 렌즈에서는 두 박막의 경계면에서 나오는 빛들이 서로 상쇄간섭을 일으키도록 박막의 두께와 굴절률을 조절한다.

유리, 플라스틱 등의 표면에 이러한 반사 방지 박막을 입히면 반사에 의한 광의 손실이 억제되므로 일반 안경에서는 미용의 효과가 있고 카메라에서는 좀 더 선명한 상을 얻을 수 있게 한다. 반사 방지 박막은 특히 수차를 줄이기 위해 복합 렌즈를 사용하는 고급 카메라 등에서 필수적이다. 그것은 렌즈를 많이 사용하는 광학기기일수록 그 효과가 두드러지기 때문이다.

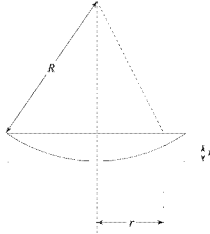


그림 3.13. 뉴턴링 실험

3.10.2 뉴턴 링(Newton Ring)

두 개의 얇고 투명한 막이 서로 각 θ 만큼 한쪽 끝이 경사지게 놓여있을 경우 이를 통과한 빛 사이에 간섭이 일어날 수 있다. 이 때 만들어지는 간섭무늬를 같은 두께를 가지는 간섭무늬라고 한다. 뉴턴 링은 두 개의 매질 사이에 공기 막이 차 있을때 여러 개의 동심원 모양의 간섭무늬가 생기는 것을 말한다. 전형적인 뉴턴 링 장치는 그림 3.13에서처럼 밑에 놓여있는 기준면은 평면이며 그 위에는 초점거리가 긴 볼록(수렴) 렌즈를 올려놓은 것이다. 관측자는 기준면과 렌즈 사이에 있는 공기에 의해 생기는 간섭무늬를 볼 수 있다.

광경로 차이는

$$\mathcal{L} = 2tn' \cos \phi' \quad (3.22)$$

으로 쓸 수 있다. 여기서 t 는 공기막의 두께이며 n' 은 공기막의 굴절률이다. 만약에 $\phi' = 0$ 이라면 $\mathcal{L} = 2tn'$ 이므로 수직 상방에서 관측한다면 최대 밝기가 나타나는 곳은 일 때이다. 공기 막 두께 t 는 그림에서 다음과 같다.

$$\mathcal{L} = 2tn' = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad m \text{은 정수} \quad (3.23)$$

$$t = \sqrt{R - (R^2 - r^2)} \approx \frac{r^2}{2R} \quad (3.24)$$

광경로차가

$$\mathcal{L} = 2tn' = m\lambda \quad (3.25)$$

일 때 관측자는 어두운 무늬를 보게 된다. 기준면과 렌즈의 구면 사이에 있는 매질이 공기막이므로 n' 이 1.0이고 따라서 $2tn' = m\lambda$ 가 된다. 이것을 식 (3.24)에 대입하면

$$r = \sqrt{mR\lambda}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.26)$$

를 얻는다. 즉 어두운 동심원은 반지름이 r 인 곳에서 관측된다.

제 4 장 편광과 복굴절

4.1 편광

4.1.1 편광이란?

빛이 편광될 수 있다는 사실은 19세기에 와서야 발견되었지만, 뉴턴 시대에도 편광 때문에 생기는 현상을 알고 있었다. 방해석이라고 하는 특수한 결정은 하나의 광선을 두 개의 광선으로 굴절시킨다. 이러한 결정체를 복굴절체라고 한다. 전기석과 같은 결정은 결정체의 방향에 따라 두 광선 중 하나를 통과시키지 않는다.

오늘날 우리는 복굴절체의 두 광선은 서로 수직으로 평면편광되어 있고, 전기석은 적당한 방향으로 놓여지면 두 광선 중 하나를 소멸시키는 슬릿과 같은 역할을 한다는 것을 알고 있다. 그러나 이 현상은 18세기 초에 와서야 비로소 영과 프레델의 연구를 통해 빛이 횡파라는 것을 의미하는 증거로 인식되었다. 반세기 후에 나온 맥스웰의 빛에 대한 전자파와 이론은 전자파가 횡파라는 것을 보여 주었으며, 따라서 편광현상도 잘 설명하고 있다. 평면편광된 전자파의 편광방향은 전기장 벡터의 방향으로 결정한다.

빛이 편광되어질 수 있다는 것은 매우 중요하고 유용한 빛의 성질이다. 편광이 무엇을 의미하는가를 이해하기 위해 먼저 줄 위를 진행하는 파를 살펴보자. 만약 파의 진행 경로에 수직방향의 슬릿을 놓으면, 수직편광된 파는 지나가지만 수평편광된 파는 지나갈 수 없을 것이다. 또한 수평방향의 슬릿을 놓으면 수직편광된 파가 지나가지 못할 것이다. 만약 이 두 가지 슬릿 모두를 겹쳐 놓는다면 어떠한 파도 지나갈 수 없을 것이다. 편광은 오직 횡파에

서만 존재할 수 있고, 종파에서는 존재할 수 없다는 사실에 유의하여야 한다. 왜냐하면 종파는 운동방향을 따라 진동하므로 어떤 방향의 슬릿으로도 종파의 진행을 막을 수 없기 때문이다.

빛이 반드시 편광되어 있을 필요는 없다. 빛이 편광되지 않았다는 것은 광원이 동시에 많은 방향으로 진동한다는 것을 의미한다. 가정에서 사용하는 백열전구는 편광되지 않은 빛을 방출한다. 편광을 얻기 위하여 편광되지 않은 빛을 전기석 같은 결정에 통과시켜서 얻을 수 있으나, 오늘날에는 일반적으로 편광판을 주로 사용한다. 편광판은 복잡하고 긴 분자들을 평행하게 배열해 놓은 것이다. 이 판은 어떤 방향으로 편광된 빛은 거의 소멸시키지 않고 통과시키는 반면(이 방향을 편광축이라고 한다), 그것에 수직방향으로 편광된 빛은 거의 완전하게 흡수하는 연속된 평행슬릿의 역할을 한다.

민약 평면편광된 또는 선편광된 빛이 그 축이 입사 편광방향과 θ 의 각을 이루고 있는 편광판에 입사되면, 나오는 빛은 편광판의 편광축과 같은 방향으로 평면편광될 것이고, 그 진폭은 $\cos\theta$ 만큼 줄어든다. 이와 같이 편광판은 편광축에 평행한 편광성분(전기장 벡터 E)만 통과시킨다. 빛의 강도는 진폭의 제곱에 비례하므로 편광판을 통과한 평면 편광된 빛의 세기는 다음과 같다.

$$I = I_0 \cos^2\theta \quad (4.1)$$

여기서 θ 는 편광판의 축과 입사파의 편광면이 이루는 각이고 I_0 는 입사파의 세기이다.

편광판은 그 축에 평행인 빛의 성분만 통과시킴으로 편광되지 않은 빛에서 평면편광된 빛을 만드는 편광자로 사용할 수 있다. 또 편광판은 (1) 빛이 편광되어 있는지 아닌지 그리고 (2) 어느 방향으로 편광되어 있는지를 알아보는 검광자(analyzer)로 사용할 수도 있다. 검광자 역할을 하는 편광판에 편광되어 있지 않은 빛이 입사하면 편광축의 방향에 관계없이 같은 양의 빛을 통과시킨다. 편광된 색안경의 한쪽 렌즈를 회전시키면서 전구를 바라보아라. 빛이 편광되어 있다면 우리가 편광판을 돌릴 때 편광판을 통과하는 빛의 양은 편광평면의 방향이 편광판의 투과축과 나란할 때 최대가 될 것이고, 그 축과 수직일 때 최소가 된다. 민약 우리가 태양과 직각을 이루는 하늘을 보면서 편광판을 회전시키면 하늘빛이 편광되어 있다

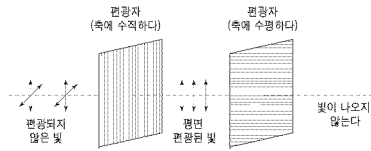


그림 4.1. 수직으로 걸쳐진 편광판

는 것을 알 수 있을 것이다(직접 오는 태양빛은 편광되어 있지 않지만 눈을 다칠 수도 있으므로 편광판을 통해서라도 직접 눈으로 보아서는 안된다).

민약 검광자 역할을 하는 편광판을 통과한 빛의 양이 어느 방향에서 0으로 떨어지면 그 빛은 100% 평면편광된 빛이지만, 0이 되지 않고 다만 최소치에 도달한다면 그 빛은 부분적으로 편광된 빛이다. 편광이 안된 빛은 임의의 여러 편광방향(전기장 벡터의 방향)을 가지는 빛으로 이루어져 있다. 이 편광방향의 각각은 서로 수직을 이루는 방향의 두 성분으로 분해할 수 있다. 이와 같이 편광되지 않은 빛은 서로 수직으로, 크기가 같은 두 개의 평면 편광된 빛으로 생각할 수 있다. 따라서 두 개의 편광판을 겹쳐 놓으면, 즉 그들의 편광축이 서로 수직이면 편광되지 않은 빛은 전혀 통과하지 못한다(그러나 실제로 편광판이 완전하지 못하므로 약간의 빛이 통과한다.)

그림 4.1에서 보는 바와 같이 편광되지 않은 빛은 첫 번째 편광판(편광자)에 의해 평면편광되고, 두 번째 편광판(검광자)은 그 편광판의 투과축이 평면편광된 방향과 수직이므로 이 성분을 제거시킨다. 편광된 색안경을 이용해서 이러한 사실을 확인할 수 있다. 편광된 색안경은 그 편광성 때문에 편광되지 않은 빛의 50%를 제거할 수 있다. 그러나 색깔이 있기 때문에 보다 많이 흡수한다.

편광자 종류 중 가장 간단한 장치는 평행한 철사줄로 만든 창살형태의 격자이다. 비편광인 전자기파가 오른쪽에서 이 격자로 입사한다고 하자. 전기장은 보통 직교하는 두 개의 성분으로 나눌 수 있는데, 이 경우에 있어서는 하나는 철사줄에 평행하고 다른 성분은 철사줄에 수직하다. 전기장의 y성분은 각 철사줄의 길이방향을 따라 전도 전자를 유도함으로써 전류가 발생한다. 그리고 이 전자

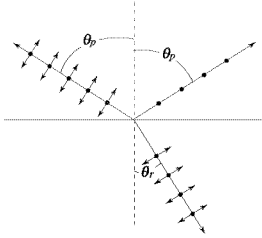


그림 4.2 브루스터 각에 의하여 반사광이 편광됨.

들은 금속내 격자 원자들과 충돌하여 에너지가 이들 원자로 전달되어서 이 철사줄에서 주울 열이 생기게 된다. 이러한 방법으로 에너지가 전기장에서 격자로 전달된다. 따라서 y성분은 거의 없게 된다. 이와 대조적으로 전자들의 유도가 x성분 방향으로서는 자유롭게 움직이지 못하므로, 과거 그물을 통하여 전파하는 동안 이 방향으로의 전기장 성분은 근분적으로 변화가 없다. 그러므로 격자의 투과축은 철사줄에 수직하다. 이 때문에 전기장의 y성분이 철사줄 사이의 공간을 통하여 통과할 것이라고 생각하는 것은 잘못이다.

4.1.2 반사에 의한 편광의 생성

편광되지 않은 빛에서 편광된 빛을 만드는 또 다른 방법은 반사이다. 빛이 비금속 표면을 수직이 아닌 다른 각으로 입사하게 되면 반사된 광선은 표면에 평행하게 부분편광된다. 표면에 수직하게 편광된 성분은 평행한 성분보다 더 많이 투과된다. 야외의 지면이 대부분 수평이므로 눈에 들어오는 빛은 수평 성분이 강하다. 따라서 편광된 색안경의 편광축이 수직이 되도록 하면 눈부심을 많이 줄일 수 있다. 그림 4.2와 같이 반사된 빛에서의 편광 정도는 입사각에 의해 좌우된다. 수직입사할 때에는 편광이 전혀 없으면, 편광각 로 입사할 때 반사된 빛은 100% 편광된다. 이 편광각은 경계면 양쪽의 두 물질의 굴절률과 다음과 같은 관계가 있다.

$$\tan\theta_p = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.2)$$

여기서, n_1 는 빛이 진행하고 있는 물질의 굴절률이고, n_2 는 반사시키는 물질을 굴절률이다. 만약 빛이 공기 층을

진행하고 있다면 $n_1=1$ 이고, $\tan\theta_p = n_2$ 이 된다. 브루스터(D. Brewster : 1781~1868)가 실험을 통해 이 법칙을 발견한 것을 기념하여 편광각 θ_p 를 브루스터 각이라고 하며, 식 (4.2)는 빛의 전자기와 이론으로부터 유도될 수 있다. 브루스터의 각에서 반사파와 굴절파가 서로 90°를 이룬다는 것은 흥미로운 일이다. 즉, $\theta_i + \theta_t = 90^\circ$ 이다. 이것은 다음과 같이 구할 수 있다. 식 (4.2)에서 $n_2 = n_1 \tan\theta_p = n_1 \sin\theta_p / \cos\theta_p$ 를 스넬의 법칙에 대입하면 $\cos\theta_p = \sin\theta_i$ 이 되어 $\theta_p = 90^\circ - \theta_i$ 이 된다.

4.2 복굴절과 이색성

4.2.1 복굴절

대부분의 투명한 물질은 빛의 진행방향에 관계없이 물질 안에서의 빛의 속도는 같다. 이러한 물질을 등방성 물질이라고 한다. 그러나 어떤 특별한 결정이나 용액안에서는 빛의 속도가 달라지게 되는데 이러한 물질을 비등방성 물질이라고 한다. 또 이와 같은 물질들은 그들이 일으키는 특별한 현상때문에 이중굴절 또는 복굴절 물질이라고 한다. 운모와 같은 복굴절 결정에는 광축이라고 하는 특별한 방향이 있는데 여기에서 광축은 그개의 선이 아니라 결정 내의 한 방향을 의미한다. 만약 보통의 빛이 광축을 따라서 결정에 입사되면 등방성 물질과 같이 행동한다. 그러나 그림 4.3과 같이 편광되지 않은 빛이 광축과 다른 방향으로 입사되면 등방성 물질과는 매우 다른 현상을 보인다. 즉, 물질 안에는 두 개의 굴절된 빛이 존재한다. 입사광은 표면에 수직이고, 광축은 그림에서 보는 바와 같이 평면 내에 놓여 있다. 하나의 빛은 정상적인 광경로를 따르는데, 이 빛을 정상광선이라고 한다. 그리고 다른 빛은 이상광선이라고 하며 이 빛은 정상적인 광경로와는 다르다.

그림 4.3에서 보는 것처럼 정상광선은 등방성 물질과 같이 스넬의 법칙을 따르지만, 이상광선은 스넬의 법칙을 따르지 않는다. 물체를 통과한 후의 정상광선과 이상광선은 편광면이 서로 수직이라는 것을 알 수 있다. 정상광선을 나타내는 점은 전기장이 지면에 수직하게 진동하고 있다는 것을 의미하고, 이상광선을 나타내는 화살표는 전기장의 진동면과 지면이 평행하다는 것을 의미한다. 복굴절 현상은 빛의 속도가 빛의 편광면 방향과 결정의 광축이 이루는 각에 따라서 변한다고 가정하면 설명

될 수 있다. 그림 4.3에서 보는 바와 같이 정상광선의 편광면은 광축에 수직이기 때문에 정상광선은 결정 내의 모든 방향에서 같은 속도로 진행한다. 반대로 이상광선의 편광축은 광축에 수직인 성분과 수평한 성분을 모두 가지고 있어서 빛의 진행방향에 따라 그 속도가 달라진다. 만약 이상광선의 편광방향이 광축과 수직이라면 이상광선의 속도는 정상광선의 속도와 같다. 그러나 편광방향이 광축과 수직이 아닐 때에는 이상광선의 속도는 정상광선의 속도보다 더 크며 어떤 물질에서는 더 작다. 그리고 정상광선에 관한 굴절률(n_o)은 진행방향에 관계없이 일정한 값이나, 이상광선의 굴절률 n_e 는 진행방향에 따라서 다르다. 보통 n_e 값은 이상광선의 진행방향이 광축에 수직하고, 따라서 편광 방향은 광축에 평행한 경우의

굴절값으로 나타낸다. 표 4.1에 여러 복굴절 물질의 n_o 와 n_e 값을 나타내었다.

그림 4.4는 바데에 그려진 화살표 하나를, 방해색을 통해서 볼 때 복굴절에 의해서 2개의 화살표로 보이는 것을 보여주고 있다.

4.3.2 이색성

이색성(dichroism)이라는 말은 넓은 의미의 개념에서 보면 서로 직교하는 입사 광속의 두 편광 성분을 중 하나를 흡수한다는 것을 의미한다. 이색성 편광자는 전기장의 한 성분에 대해서는 투명한 반면에 다른 전기장 성분이 우선적으로 흡수된다면 그 자체가 물리적으로 비등방성인 소자가 된다.

결정학적으로 비등방성 구조 때문에 본질적으로 이색성인 물질이 있다. 이 중에서 가장 잘 알려진 것이 자연광물인 전기석(tourmaline)이다. 이러한 물질은 주축(principal axis)또는 광축(optic axis)이라는 결정 내의 특정한 방향을 갖고 있다. 이 축은 원자들의 배열로 인해서 생긴다. 주축에 수직으로 입사한 파의 전기장 성분은 매질에 의해서 강하게 흡수된다. 결정의 두께가 두꺼울수록 이러한 흡수는 더욱 더 강해진다(그림 4.5). 두께가 수 밀리미터가 되게 전기석을 주축에 평행하게 잘라서 만든 얇은 전기석판은 선형편광자가 된다. 이 경우 결정의 주축이 편광자의 투과축이 된다. 그러나 전기석 결정은 비교적 작기 때문에 전기석의 효율성이 많이 제한되며 투과된 광도 약간 흡수가 된다. 이러한 흡수가 파장에 따라 변하므로 여러 결정들에서 다양한 색이 나타나게 된다. 백색광을 전기석 결정에 비추면서 이 결정의 주축에 수직인 방향으로 보면 이 결정은 초록색으로 보이며, 주축 방향으로 보면 검게 보인다. 그래서 이색이라는 뜻은 두 가지 색을 의미한다.

전기장의 조화 전기장에 대한 전자들의 반응은 전기장 E의 방향에 따라 변한다. 이러한 물질에 비등방성 뿐만 아니라 흡수도 있다면 전자의 배열에 의존하는 전도성을 포함해서 함께 해석해야만 한다. 그 결과 전류가 발생하며 전자기파로부터 전달된 에너지는 주출 열로 바뀐다. 편광의 방향 뿐만이 아니라 이러한 입사에너지의 감소도 주파수에 따라 변한다. 이러한 사실은 백색광이 P-편광상태에 있다면 결정이 색깔을 나타내고, 이러한 색깔이 전기장 E의 방향에 의존한다는 것을 의미한

표 2. 상용 세륨염 광섬유 모듈의 소비전력

결정	n_o	n_e
얼음	1.309	1.313
석영	1.544	1.553
방해석	1.658	1.486
백운석	1.681	1.500

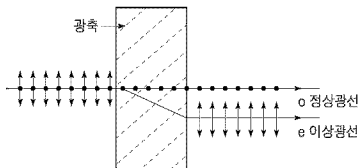


그림 4.3. 복굴절 결정에 의한 광의 굴절

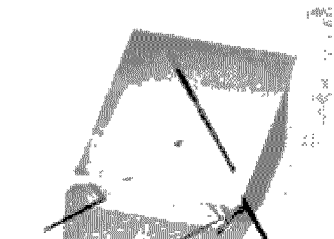


그림 4.4. 방해색에 의한 복굴절

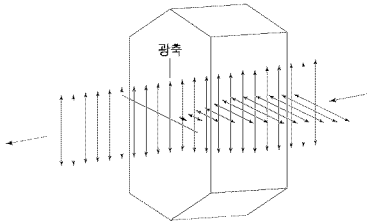


그림 4.5. 이색성 결정에 의한 편광의 생성

다. 이러한 두 가지 색 또는 세 가지 색을 나타내는 물질을 각각 이색성(dichroic) 또는 삼색성(trichroic) 물질이라고 한다.

4.3.3 폴라로이드

하버드 대학교 제학생이었던 에드윈 허버트 랜드(E. H. Land)가 폴라로이드 J-판(polaroid J-sheet)이라고 하는 이색성 편광판을 최초로 발명하였다. 그는 이 편광판을 헤라파타이트(herapathite)라는 인공적인 이색성 물질로 만들었다. 랜드는 헤라파타이트의 바늘모양 결정들이 부유하고 있는 끈적끈적한 콜로이드 용액을 길고 좁은 슬릿으로 뽑아내면 이들 결정들이 기계적으로 정렬이 된다는 것을 발견하였다. 이렇게 만든 J판은 굉장히 큰 평면 이색성 결정이 된다.

랜드는 현재 가장 널리 사용되는 선편광자인 H판을 1938년에 발명하였다. 그것은 이색성 결정 대신에 철사 그물격자와 비슷한 모양의 분자들로 만들었다. 폴리비닐 알코올(polyvinylalcohol) 판에 알을 가하고 이를 어떤 특정 방향으로 잡아 당기면, 이 고분자의 긴 탄화수소 분자들은 이 방향으로 정렬되기 시작한다.

그리고 이 판을 옥소가 많은 인크액에 담그면, 옥소가 플라스틱에 스며들어 끈고 긴 사슬 형태의 고분자에 부착되어, 이 옥소 자체의 긴 사슬이 형성된다. 옥소와 결합된 전도전자들은 이들이 마치 길고 얇은 철사줄인 것처럼 이 사슬을 따라 움직인다. 분자의 방향에 평행한 입사 전기장 성분은 전자들을 움직이고 일을 하면서 강하게 흡수된다.

그러므로 편광자의 투과축은 필름이 늘어난 방향에 수직이다. 그림 4.6은 직각방향으로 겹쳐진 두 장의 폴라로

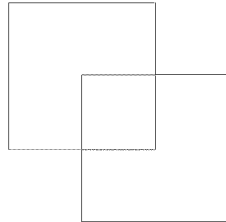


그림 4.6. 수직방향으로 겹쳐진 폴라로이드.

이드를 통해서 빛이 투과하는 것을 보여주고 있다. 겹쳐진 부분에서는 빛이 투과하지 않게 됨을 알 수 있다.

4.3 광활성

평면편광된 빛이 결정이나 액체를 통과할 때 편광방향이 회전하는 것을 편축할 수 있다. 그림 4.7과 같이 빛이 편광판과 설탕물을 통과하는 경우를 생각해보자. 검광자의 편광축이 설탕물 앞에 있는 편광자의 편광축과 90°가 되도록 조정했다 하더라도 검광자를 통해서 빛이 투과되는 것을 볼 수 있다. 그러나 만약 이 검광자의 편광축을 θ 만큼 회전시키면 빛이 전혀 투과되지 않는 것을 관측할 수 있다. 이것은 설탕물에 의해서 빛의 편광면이 θ 만큼 회전했음을 의미한다. 설탕물과 같은 편광방향을 바꾸는 물질을 광학적으로 광활성이 있다고 말하며, 이와 같은 성질을 분자들의 비대칭성에 기인하는데, 나선형 구조를 하고 있는 단백질의 경우도 이에 해당한다. 빛의 진행방향을 따라가면서 볼 때 편광면을 오른쪽으로 회전시키는 물질을 우선성 물질이라고 하고, 왼쪽으로 회전시키는 물질을 좌선성 물질이라고 한다.

설탕이나 포도당 또는 D-포도당은 우선성 물질이고, 대부분의 아미노산이나 단백질 등은 좌선성 물질이다. 회전각 θ 는 빛이 통과하는 물질의 길이 l (미터)에 비례하고, 물질이 용액인 상태라면 물질의 농도 c (kg/m³)에 비례한다. 농도가 묽은 경우에 회전각 θ (라디안)는 다음과 같이 주어진다.

$$\theta = \alpha l c \quad (4.3)$$

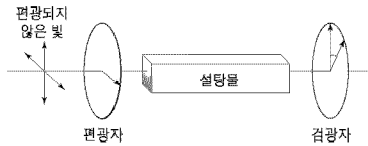


그림 4.7. 설탕물에 의한 광 회절

표 4.2. 고유 광 회전력

물질	$\alpha(\text{rad} \cdot \text{m}^2/\text{kg})^\circ$
알라닌	$+3.14 \times 10^4$
루신	-19.2×10^4
시스테인	-28.84×10^4
인슐린	-59×10^4
몰라핀	$-500 \sim 700 \times 10^4$

* $\lambda = 589 \text{ nm}$ 파장에서 20°C 에서의 특성. (+)는 우회성, (-)는 좌회성

여기서 상수 α 는 물질의 특성으로서, 고유광회전력이라고 한다. 이 값은 온도와 사용된 빛의 파장에 따라서 달라진다.

표 4.2에 몇가지 물질의 α 값을 나타내었다. 편광면의 회절각 θ 가 농도에 비례하므로 광활성은 설탕물과 같은 용액의 농도를 측정하는 표준적 방법으로 사용된다. 또한 이 회절각을 측정하는 방법은 조건에 따라 변화하는 분자의 모양을 조사하는데 사용되기도 하고, 큰 분자들의 3차원적 형태를 조사하는 데 사용되기도 한다. 예를 들어 α -나선형 구조를 가지는 단백질의 α 값은 매우 크다. 그러나 온도가 pH값이 변하면 단백질의 모양이 바뀌고, α 값도 변한다. 분자들의 모양이나 성질에 관한 많은 정보들이 이러한 방법으로 얻어진다. 유리나 플라스틱에 응력을 가하면 광학적 활성물질이 된다. 응력을 가장 많이 받는 부분이 가장 큰 광활성을 가지기 때문에 편광면의 회절도 가장 크다. 이러한 성질은 플라스틱으로 만든 뼈나 기계부품의 모형에서 어느 부분이 가장 응력을 많이 받는가를 조사할 때 이용되기도 한다. 즉 편광축의 방향이 90° 만큼 다른 두 편광판 사이에 물체를 놓고 물체에 힘을 가하면서 편광판을 투과한 빛의 세기를 측정하면 어느 부분이 가장 응력을 가장 많이 받는지 조사할 수 있다. 이러한 방법을 '광학적 응력분석'이라고 한다.

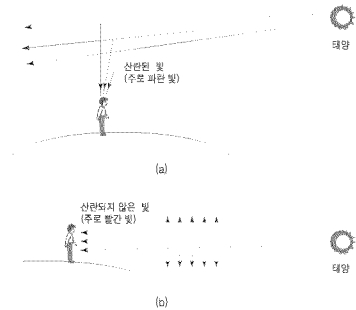


그림 4.8. 레일리 산란에 의해서 (a) 하늘이 푸르게 보이고 (b) 지역들이 붉게 보인다.

4.4 산란

광파의 진동 전기장은 광파가 만나는 원자나 분자 내의 전자들을 같은 진동수로 진동시킨다. 그러면 전자들은 이 진동수로 광파를 재복사한다. 그 결과 입사광 중 일부는 처음 경로쪽으로 산란(scattering) 된다.

일반적으로 파장 λ 에 비하여 작은 물체에 의하여 산란된 빛, 파장이 λ 인 빛의 세기는 λ^4 에 비례한다. 그러므로 입사광 중 파장이 짧은 것일수록 더 많이 산란된다. 이러한 산란을 레일리(Rayleigh) 산란이라 하며 이것이 하늘이 파란 이유이다 (그림 4.8(a)). 하늘을 바라볼 때 보게 되는 것은 상층 대기에 있는 분자들에 의하여 산란되는 햇빛이다. 파란 빛들은 가시광선 중 짧은 파장들인데 붉은 빛 보다 약 10배 정도 잘 산란되므로 산란된 빛은 주로 파란 색이다. 해가 뜨거나 질 때에 햇빛은 대기를 가로질러 매우 먼 거리를 지나 관측자에게 도달하게 되고 짧은 파장을 가진 많은 빛들이 도중에 산란되어 해는 붉은 빛으로 보이게 된다. (그림 4.8(b)) 구름 속의 물방울이나 얼음 결정들은 λ 보다 크고 그들에 의한 산란은 λ 와는 무관한데 이러한 산란을 미이(Mie) 산란이라 한다. 하늘의 대기층 위는 검게 보이고 우주비행사는 낮에 달, 행성들을 볼 수 있는 이유는 미이 산란에 기인한다.

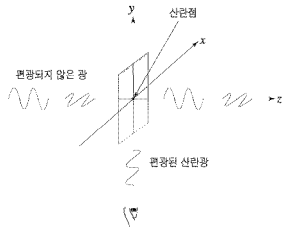


그림 4.9. 산란된 광의 편광

하늘 빛은 파란 색일 뿐만 아니라 부분적으로 편광되어 있다. 이것을 검증하려면 폴라로이드 조각으로 하늘을 보면서 돌려보면 된다. 선글라스는 보통 편광된 하늘 빛을 차단하도록 방향을 맞춘 폴라로이드 렌즈로 만드는데 이것은 하늘 빛 외의 빛에 대해서는 영향을 덜 미치지만 눈부신 하늘 빛의 양은 줄일 수 있다. 사람의 눈은 모든 편광상태에 대하여 균일하게 반응한다. 그러나 벌의 눈

은 파란하늘로부터의 산란된 햇빛의 편광을 검출할 수 있다. 이것은 태양이 구름에 가려 있을 때에도 벌이 날아가는데 필요한 태양의 방향을 알아낼 수 있게 한다.

그림 4.9는 왜 산란된 빛이 편광되는지를 나타낸다. +z 방향으로 향하는 편광되지 않은 빛들은 공기분자와 부딪혀서 산란된다. 이 과정에서 분자내의 전자들은 광파의 전기장에 의하여 진동하게 되고, 진동하는 광자들은 광파를 재복사한다. 전자기파의 전기장은 그 진행방향에 수직이기 때문에 원래 빛살의 전기장은 xy평면에만 존재한다. 그림 4.9의 -y의 방향으로 아래 방향으로 진행하는 산란파의 전기장의 방향은 x 방향만이므로 산란파는 편광된다. 혼란을 피하기 위하여 입사광에 대하여 두개의 편광면만을 나타내었다. 중간 편광면의 경우 x방향의 전기장 성분들은 똑 같이 아랫방향으로 진행하는 편광된 산란파를 만들 수 있다. 여러 방향으로부터 하늘 빛이 우리 눈에 들어오기 때문에 편광이 완전하지는 않지만 실증하기에는 충분할 정도로 편광되어 있다.