

## 빛의 이중성\*

김 기 식

인하대학교 물리학과

(1993년 3월 10일 받음)

빛이 갖는 파동/입자 이중성을 물리학적 사고의 발전과 비교하면서 기술하였다. 아인슈타인으로부터 현대 양자광학까지 빛에 대한 이론의 변천을 추적하고, 각 이론을 지지하는 실험적 사실을 열거하였다. 아울러 양자역학이 갖는 미묘한 측면을 지적하고, 그 개념적 기반을 서술하였다.

### I. 서 론

고전적으로 물리적 대상은 입자 또는 파동으로 구별된다. 입자와 파동은 서로 배타적인 두 개념을 나타낸다. 입자가 매우 작은 에너지 응집체라고 한다면, 파동은 그 반대, 즉 물리적 실체가 존재하는 공간에 넓게 퍼져 나타나는 에너지에 해당한다. 이 두 개념을 정보 교환의 수단인 편지와 전화를 통하여 설명할 수 있을 듯하다. 편지는 정보를 직접 한 지점에서 또다른 지점으로 전달하는 방법이고, 상대방이 받는 정보는 바로 내가 쓴 그것이다. 반면에 전화는 내가 만든 소리 그 자체가 상대방에게 전달되는 것이 아니고 단지 내 소리가 상대방의 수화기에서 재생될 뿐이다.

편지가 입자의 관점을 나타낸다면, 전화는 파동의 관점을 나타낸다고 하겠다.

비록 입자를 정확히 정의하기는 어렵지만, 입자는 직관적으로 형상화될 수 있다. 파동의 경우도 매질을 통하여 형상화될 수 있다. 그러나 파동의 형상화는 빛에 이르러 그 의미를 상실한다. 빛은 매질을 필요로 하지 않기 때문이다. 한 때, 사람들은 빛을 전달하는 매질을 찾고자 노력하였고, 이러한 시도는 물리학의 발전에 걸림돌이 되었다. 그럼에도 불구하고, 빛은 우리에게 나타나는 물리적 실체이고, 지금 이 시각에도 먼 은하계로부터 오는 신호가 검출되고 있기도 하다.

빛에 대한 두 관점, 즉 입자와 파동은 물리학의 발전과 그 역사를 같이 한다. 뉴턴(Newton)은 빛을 입자로 생각하였고, 영(Young)에 의하여 파동으로 인식되었으며,

호이겐스(Huygens)와 프레넬(Fresnel) 등에 의하여 발전되었다. 한편, 패러데이(Faraday)에 의하여 전자기학과 광학의 접목이 이루어지고, 맥스웰(Maxwell)에 이르러 빛은 전자기파의 일종으로서 유명한 그의 방정식으로 기술될 수 있음이 알려졌다. 그러나, 앞서 언급한 바와 같이 빛은 다른 파동과 같이 형상화되지는 못하였다. 플랑크(Planck)의 흑체복사 이론은 다시 파동에서 입자로의 변환을 요구하였으며, 급기야는 양자역학을 태동 시키기에 이르렀다.

양자역학적 전자기학인 양자전자기학은 빛을 입자의 관점에서 기술하여 파동/입자의 이중성 문제를 해결하는 듯하나, 빛에 대한 형상화를 제공하지 못할 뿐아니라 결정론적 사고에서 확률론적 사고로의 후퇴를 감수하여야만 했다.

양자역학이 많은 미시적 현상을 성공적으로 잘 설명하는데 반하여, 때때로 양자역학적 결과는 직관과 위배되는 듯하여 그것이 다루는 물리적 실체가 현실과 동떨어진 것이 아닌가하는 의구심을 자아낸다. 양자역학의 선구자랄 수 있는 아인슈타인(Einstein)과 드브로이(de Broglie) 등도 슈뢰딩거(Schroedinger)와 마찬가지로 끝내 당시 지배적이었던 코펜하겐 학파의 해석을 부정하였다.

코펜하겐 학파의 해석을 지지하는 편에서는 실제로 존재하는 물리적 실체와 관계없이 우리에게 나타나는 물리적 현상과 이들을 지배하는 물리적 법칙만이 의미 있다고 말할 수 있다. 아마도 아인슈타인과 같은 생각을 갖는 이들은 드브로이와 같은 위대한 물리학자도 코펜

\* 본 연구는 인하대학교의 1992년 교내 연구비에 의하여 수행되었다.

하겐 학파의 해석을 부정하였다는 사실에 용기를 얻을 수 있다. 그러나 최근까지 발견된 실험 사실들은 우리의 직관보다는 양자역학적 결과를 변호한다.

## II. 초기 생각들

위대한 아이디어는 한 개인의 창의성에 의한다기 보다는 많은 선조들이 쌓은 노력의 축적으로 이루어진다. 그러나, 아인슈타인에 이르러 최초로 빛이 파동과 입자의 성질을 동시에 보인다는 명확한 지적이 이루어졌으므로 아인슈타인으로부터 기술하기로 하자.

### 1. 아인슈타인 (1905)

“Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light”라는 논문에서 아인슈타인은 다음과 같이 기술하였다.<sup>[1]</sup>

“빛을 공간의 연속함수로 나타내는 파동론은 광학의 제현상을 잘 설명하였고, 아마도 어떤 다른 이론으로도 대체되지 않을 것이다. 그러나 광학적 측정치는 순간값으로 주어진다기 보다는 일정 시간 동안의 평균값으로 얻어진다는 사실을 주지하여야 한다. 회절(에돌이), 반사, 굴절, 분산 등에 적용되어 파동론에 대한 완벽한 실험적 검증에도 불구하고 빛을 공간의 연속함수로 나타내는 이론을 빛의 방출 및 변환에 적용시킬 때 경험적 사실에 위배되는 결과를 낳는듯 하다는 의구심을 자아낸다.

나로서는 빛의 방출 및 변환과 관련있는 흑체복사, 형광, 자외선에 의한 음극선 생성 등에 대한 관찰 결과들은 빛의 에너지가 공간에 단속적으로 분포되어 있다고 가정하는 편이 더욱 쉽게 이해될 수 있는 것 같다. 이 가정에 따라, 점광원으로부터 고루 퍼져 나오는 빛의 에너지는 공간에 연속적으로 분포하는 것이 아니고, 공간의 특정한 점들에 국소화되는 유한한 에너지 덩이로 구성된다. 이 에너지 덩이는 쪼개어지지 않고 움직이며, 그 전체가 생성되거나 흡수될 뿐이다.”

이 논문은 아인슈타인이 광전효과를 예측한 것으로 더 잘 알려져 있다.

그러나 논문 끝부분의 짧은 논의만이 광전효과와 관련된 것이고, 논문의 대부분은 흑체복사, 특히 플랑크 분포의 비인(Wien) 극한에 대한 기술로 구성되어 있다.

진동수 영역  $[v, v+dv]$ 에서 흑체복사가 갖는 평균 에너지를  $\rho(v)dv$ 라고 하면, 복사의 엔트로피는

$$S = V \int_0^{\infty} dv \phi(\rho, v) \tag{2.1}$$

로 쓰여지고, 여기서  $V$ 는 빈공(cavity)의 부피이다. 식

(2.1)에서 아인슈타인은 진동수의 서로 다른 성분은 독립이고 또한 복사의 특성은  $\rho(v)$ 에 의하여 완벽하게 기술됨을 가정하였다. 이제 주어진 평균 에너지 하에서 최대 엔트로피를 갖는  $\phi$ 는

$$\frac{\partial \phi}{\partial \rho} = \frac{1}{T} \tag{2.2}$$

를 만족시켜야 하고, 비인의 법칙

$$\rho(v) = \alpha v^3 e^{-\beta v T} \tag{2.3}$$

을 사용하여, 엔트로피는

$$S = -\frac{V}{\beta} \int_0^{\infty} dv \phi \frac{\rho(v)}{v} \left[ \log \left( \frac{\rho(v)}{\alpha v^3} \right) - 1 \right] \tag{2.4}$$

로 주어진다. 진동수 영역  $[v, v+dv]$ 에서 복사 에너지는  $E_v = V \rho(v) dv$ 이므로, 이 진동수 영역에서 엔트로피는

$$S_v = -\frac{E_v}{\beta v} \left[ \log \left( \frac{E_v}{V \alpha v^3 dv} \right) - 1 \right] \tag{2.5}$$

으로 나타난다. 만일 에너지가 불변인 채 빈공의 부피를 가역적으로  $V_1$ 에서  $V_2$ 로 변화시킬 때, 복사의 엔트로피 변화는

$$S_g(V_2) - S_g(V_1) = \frac{E_v}{\beta v} \log \left( \frac{V_2}{V_1} \right) \tag{2.6}$$

로 주어진다.

아인슈타인은 식 (2.6)을 이상 기체의 엔트로피 변화

$$S_v(V_2) - S_v(V_1) = N \kappa \log \left( \frac{V_2}{V_1} \right) \tag{2.7}$$

와 비교함으로써

$$E_v = \beta v N \kappa = N h \nu \tag{2.8}$$

을 도출하였다. 이리하여 비인의 법칙을 따르는 복사는 단위 에너지를 갖는 에너지 덩이로 구성되어 열역학적 운동을 한다. 아인슈타인은 이러한 자신의 생각을 새로운 아이디어로 간주하였고, 결코 플랑크 업적의 결과로 여기지 않았다.

식 (2.8)의 관점에서, 아인슈타인은 스투크스(Stokes)의 규칙이 단순히 에너지보존의 결과임을 보였다. 또한 광전효과에서 복사 진동수와 멈춤 퍼텐셜 사이의 선형적 관계를 예측하였다. 아인슈타인의 예측은 1916년 밀리컨(Millikan)에 의하여 실험적 검증이 이루어졌다.<sup>[3]</sup> 그러나 밀리컨 자신은 아인슈타인의 관점을 무모하다고 생각하

였고, 버려야 한다고 주장하였다.

일반적으로 광전효과는 광자 개념의 도입에 가장 확실한 증거로 여겨진다. 그러나 광전효과에는 일반적으로 알려져 있는 것보다 훨씬 미묘한 측면이 있다. 이에 대하여는 뒤에서 다루기로 하자.

아인슈타인은 비인의 법칙을 따르지 않는 복사에 대하여는 식 (2.8)의 결과가 적합하지 않음을 지적하였다. 사실, 그는 후에 레일레이-지인즈(Rayleigh-Jeans) 극한에서 흑체복사는 입자보다는 오히려 파동의 관점에서 해석되는 것이 바람직하다는 것을 발견하였다.

**2. 테일러 (1909)**

매우 짧은 논문에서 테일러(Taylor)는 빛의 이론에 대하여 다음과 같이 언급하였다.<sup>[3]</sup> “공간에는 빛의 에너지가 밀집되어 있는 부분이 있다. 밀집된 부분들은 에너지가 없는 빈 공간에 의하여 분리되어 있다. 빛의 강도가 줄어들면, 이 밀집된 부분들이 더욱 멀리 떨어져 지게 되는 것이지, 한 밀집된 부분에서의 에너지는 변하지 않는다. 즉, 각 밀집된 부분은 쪼개어질 수 없는 에너지 단위를 갖는다.” 그는 매우 어두운 빛이 보통의 에돌이(diffraction) 현상을 어떻게 변화시킬 것인가를 알아보는 실험을 기술하였다. 예컨대 매우 어두운 빛을 사용하여 특정 시각에 검출판에 도달하는 광자의 수가 1개보다 많을 수 없도록 하였고, 검출판의 노출 시간을 약 3개월로 하였다. 테일러가 관측한 것은 강도에 관계없이 같은 모양의 간섭 무늬였다. 개개의 광자는 전체 에돌이 무늬를 만드는 것이 아니고 단지 전체 무늬의 한 점을 장식할 뿐이나, 이러한 개개의 광자들이 모여 전체 에돌이 무늬를 형성하였다고 말할 수 있다.

광증폭기를 사용하여 테일러의 효과를 좀더 직접적으로 보일 수 있다. 광전자들 개개의 펄스를 추적하면서 동시에 전체 에돌이 무늬가 형성되는 과정을 볼 수 있다.

**3. 아인슈타인 (1909)**

1909년 아인슈타인은 최초로 빛의 파동/입자 이중성을 명확하게 지적하였다.<sup>[4]</sup> 이제 아인슈타인은  $\rho(\nu)$ 에 대한 비인의 공식 대신에 플랑크의 공식을 사용하였다. 그는 자신이 1904년 유도한 열역학적 평형 상태에 있는 계의 에너지 요동에 대한 식

$$\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 \equiv \langle (\Delta E)^2 \rangle = \kappa T^2 \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} \tag{2.9}$$

을 흑체복사에 적용시켜

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle = \left[ h\nu\rho(\nu) + \left( \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \right) \rho^2(\nu) \right] V d\nu \tag{2.10}$$

을 얻었다. 식 (2.10)에서  $\rho(\nu)$ 는

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3/c^3}{e^{h\nu/\kappa T} - 1} \tag{2.11}$$

인 플랑크 스펙트럼이다.

만일 레일레이-지인즈 공식

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \kappa T \tag{2.12}$$

를 사용하면, 식 (2.10)은

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle_w = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho^2(\nu) V d\nu \tag{2.13}$$

으로 대체된다. 이 결과는, 로오렌츠(Lorentz)가 보인 것과 같이, 단순히 고전 전자기파동 이론에 의한 것과 같다. 한편, 비인의 공식을 사용하면

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle_p = h\nu\rho(\nu) V d\nu \tag{2.14}$$

를 얻고, 이는 입자성을 나타내고 고전적 프아송(Poisson) 통계의 특성을 보여준다.

그러므로 아인슈타인의 요동 공식은

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle = \langle (\Delta E)_v^2 \rangle_w + \langle (\Delta E)_v^2 \rangle_p \tag{2.15}$$

로 표현될 수 있다. 식 (2.15)의 우측 첫째 항은 고전 전자기이론으로 유도 가능한 항이고, 둘째 항은 뉴턴의 내쏘기 이론의 관점을 피력한다.

아인슈타인의 공식 (2.15)는 빛을 파동, 또는 입자 중 어느 한가지만으로도 형상화할 수 없음을 보여준다.

식 (2.11)을 사용하여, 식 (2.10)은

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle = h\nu\rho(\nu) \left[ 1 + \frac{1}{e^{h\nu/\kappa T} - 1} \right] V d\nu \tag{2.16}$$

으로 나타낼 수 있고, 비인의 극한  $h\nu/\kappa T \gg 1$ 에서

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle_{Wien} = h\nu\rho(\nu) V d\nu = \langle (\Delta E)_v^2 \rangle_p \tag{2.17}$$

레일레이-지인즈 극한  $h\nu/\kappa T \ll 1$ 에서

$$\langle (\Delta E)_v^2 \rangle_{Rayleigh-Jeans} = \langle (\Delta E)_v^2 \rangle_w \tag{2.18}$$

으로 나타난다.

4. 아인슈타인 (1917)

아인슈타인의 공식 (2.15)는 플랑크 스펙트럼을 사용한 결과이다. 아인슈타인은 당시 물리적 체계 안에서 일관된 방법으로 플랑크 스펙트럼을 유도하고자 시도하였으나, 매번 실패하였다.

1916년 아인슈타인은 이 문제로 돌아와서 보어(Bohr)의 가설을 도입하여 재시도하였다.<sup>[5]</sup> A와 B 상수를 이용한 플랑크 스펙트럼에 대한 유도는 이제 표준 교과서의 내용이 되었다.

교과서에서 촛점이 되는 것은 아인슈타인의 논문 중 전반부에 해당하고, 원자의 준위 밀도에 대한 비율 방정식을 다룬다. 아인슈타인 자신이 보다 중요하다고 생각한 것은 논문의 후반부이다. 복사 알갱이가 선형 운동량  $h\nu/c$ 를 가져야 하고, 이러한 가정만이 일관적으로 플랑크 공식을 얻을 수 있는 길임을 서술하였다.

빛을 흡수 또는 방출할 때 원자의 되튐(recoil)은 원자의 운동이 고려된 운동이론을 필요로 한다. 아인슈타인은 호프(Hopf)와 공동으로 쓴 논문에서 원자의 고전적 모델에 되튐과 병진적 자유도를 첨가하였다.<sup>[6]</sup> 아인슈타인-호프 모델에서 원자들은 전기 쌍극자 진동자로 취급되어 복사와 상호작용한다. 전자기 마당과의 상호작용을 통하여 전자기 마당으로부터 운동량이 이동되고, 따라서 원자의 운동에너지가 증가한다. 그러나 원자가 움직이면 원자는 저항력을 받는다. 열역학적 평형 상태에서 이 두 효과는 상쇄되고, 열복사 마당의 파장별 에너지 밀도를 낚는다. 아인슈타인과 호프는 이러한 방법으로 레일레이-지인즈 스펙트럼을 얻었다.

1917년 아인슈타인의 논문에서 저항력의 형태는 호프와의 공동 논문에서와 같으나, 원자의 되튐에 의한 운동에너지 증가는 그 형태를 달리 한다. 비록 아인슈타인은 이렇게 설명하지 않았지만, 근본적으로 그 차이는 입자항이다. 입자항은 원자가 자발적으로 방출할 때 원자가 되튐을 것을 의미한다. 이 효과는 고전적 아인슈타인-호프 모델에서는 나타나지 않는다.<sup>[7]</sup> 왜냐하면 점 쌍극자 진동자는 빛을 방출할 때 되튐이 없기 때문이다. 고전적 이론에서 되튐이 없는 것은 쌍극자 마당이 갖는 거울 대칭성의 결과이다. 쌍극자로부터  $\vec{r}$  방향으로 진행하는 복사에 의한 되튐은  $-\vec{r}$  방향으로 진행되는 복사에 의한 되튐과 서로 상쇄되기 때문이다. 따라서 아인슈타인은 외부로 퍼져 나가는 구면파 형태의 복사는 존재하지 않는다는 과감한 결론을 내렸다.

5. 데바이와 컴프턴 (1923)

데바이(Debye)와 컴프턴(Compton)은 아인슈타인의

복사 알갱이를 매우 심각하게 받아들여, 이를 전자와 복사의 충돌에 대한 동역학적 기술에 적용하였다.<sup>[8,9]</sup> 그들은 복사 알갱이가 에너지  $h\nu$ 와 운동량  $h\nu/c$  갖는다고 가정하여 에너지와 운동량 보존을 나타내는 방정식을 얻었다. 컴프턴의 실험은 확증적으로 복사 알갱이가 일정 방향으로의 운동량과 단위 에너지를 갖는다는 것을 입증한 셈이다.

보어, 크래머스(Kramers) 및 슬레이터(Slater)는 에너지와 운동량이 단지 통계적으로만 보존될 것이라는 이론을 발표하였고,<sup>[10]</sup> 보테(Bothe)와 가이거(Geiger)에 의하여 동시발생 실험이 수행되었다.<sup>[11]</sup> 즉, 충돌된 복사 알갱이와 되튐 전자가 동시에 나타나는가를 테스트하는 실험이 수행되었다. 그들의 결과는 인과율을 지지하는 쪽으로 기울었고, 따라서 보어-크래머스-슬레이터의 프로그램은 끝이 났다.

6. 보오즈와 아인슈타인 (1924, 1925)

보오즈(Bose)는 입자의 입장에서 플랑크 스펙트럼을 얻는 데 성공하였다.<sup>[12]</sup> 그러나 복사 알갱이들에 고전적 통계를 적용하지는 않았다. 거시적 상태의 열역학적 확률을 결정하기 위하여 입자를 세는 대신에 그는 위상 공간에서 방의 수를 고려하였다. 아인슈타인은 N개의 구별할 수 없는 입자들을 위상 공간의 Z개의 방에 분배하는 방법수를 셈으로써 동일한 표현을 얻는 데 성공하였다. 이러한 셈과정이 보오즈-아인슈타인 통계를 낳았고, j 상태에 있는 알갱이의 평균수는

$$\langle n_j \rangle = \frac{1}{e^{\epsilon_j/kT} - 1} \tag{2.19}$$

으로 주어진다.

보오즈는 아인슈타인에게 쓴 편지에서 “고전 전자기 이론과 관계없이 플랑크 법칙의 상수를 얻고자 시도하였고, 위상 공간의 궁극적 단위 구역  $h^3$ 을 도입함으로써 가능하였다”고 서술하였다. 그 유도 과정은 간단하다. 부피 V 운동량 영역  $p, p+dp$ 를 갖는 알갱이의 위상 공간에서 단위 구역  $h^3$ 을 갖는 방수를  $Z_p$ 라고 하면,

$$Z_p = h^{-3} \int_V d^3x \int d^3p = 4\pi V h^{-3} p^2 dp \tag{2.20}$$

이다. 운동량  $h\nu/c$ 인 복사 알갱이에 대하여

$$Z_\nu = \frac{4\pi V}{c^3} \nu^2 d\nu \tag{2.21}$$

이 된다. 두 독립 편광 상태를 나타내는 인자 2를 곱하면 진동수 영역  $[\nu, \nu+d\nu]$ 에서 복사 알갱이의 상태수를

언을 수 있다. 이는 동일한 진동수 영역에서 전자기 마당에 갖는 모우드 수와 일치한다. 식 (2.21)과 식 (2.19)를 사용하여 열복사의 파장별 에너지 밀도

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} (h\nu) \langle n_\nu \rangle \quad (2.22)$$

를 얻고, 아인슈타인의 공식 (2.10)은

$$\langle (\Delta n_\nu)^2 \rangle = \langle n_\nu \rangle + \langle n_\nu \rangle^2 \quad (2.23)$$

으로 나타나고, 이를 만족시키는 통계를 보오즈-아인슈타인 통계라 부른다.

$\langle n_\nu \rangle$ 이 매우 클 때, 파동함인 식 (2.23)의 우측 둘째항이 지배적이다.  $\langle n_\nu \rangle$ 가 커짐에 따라 요동도 따라 증가하고, 이러한 상황은 고전적 알갱이가 갖는 통계와는 매우 달라 보오즈-아인슈타인 통계에서 상태수를 세는 방법이 어떻게 반영되는가를 보여 준다. 예컨대, 10개의 공을 5개의 상자에 분배할 때, 모든 공을 한 개의 상자에 담는 방법은 5가지이고, 공을 상자들에 균일하게 분배하는 방법은 공을 구별할 수 없다고 가정하면 한가지일 뿐이다.

우리는

$$\langle E_\nu \rangle = Z_\nu \langle n_\nu \rangle h\nu = N_\nu h\nu \quad (2.24)$$

을 얻고,  $N_\nu = Z_\nu \langle n_\nu \rangle$ 은  $V$ 와  $h\nu$ 에 연관된 위상 공간에서 입자의 평균수이다. 비인의 극한은  $\langle n_\nu \rangle \ll 1$ 이고, 이는 입자의 평균수가 위상 공간에서  $h^3$ 의 단위를 갖는 방수에 비하여 매우 작은 경우에 해당한다. 그러나  $\langle n_\nu \rangle \gg 1$ 인 경우에는 보오즈-아인슈타인 셸과 맥스웰-볼츠만 셸과의 차이는 현저히 나타난다. 이 경우는 파동적 요동이 지배적으로 나타나는 극한이다.

이리하여 고전적 통계의 오류를 지적하는 외에, 보오즈와 아인슈타인은 비구별성과 고전적 파동성의 밀접한 연관성을 지적하였다.

### 7. 드브로이와 아인슈타인 (1923-1925)

아인슈타인은 식 (2.19)와 식 (2.20)을 사용하여 양자 알갱이들에 대한 요동식 (2.23)을 도출하였다.<sup>[13]</sup> 복사 알갱이의 경우와 마찬가지로, 그는 파동적 및 입자적 기여가 동시에 존재함을 주지하였다. 파동함을 설명하기 위하여 그는 드브로이가 주장한 물질파의 아이디어를 수용하였으며, 이는 드브로이 주장의 지지와 더불어 최초의 그 응용에 해당한다.

물론 드브로이의 이론은 몇년 뒤, 데이비슨(Davison)과 저머(Germer)가 수행한 실험에 의하여 완전하게 입

증되었다. 드브로이의 아이디어는 또한 슈뢰딩거를 자극하여 파동역학을 창출시켰다. 빛의 파동/입자 이중성이 제시한 다음 과제는 아인슈타인이 예견했던 복사현상에 대한 적절한 양자이론의 확립으로서 파동 이론과의 접합이었다.

## III. 복사 양자 이론

### 1. 본, 하이젠베르크, 조르단 (1926)

물리적으로 전자기 복사 마당은 상호작용이 없는 조화 진동자들과 같다. 본(Born), 하이젠베르크(Heisenberg) 및 조르단(Jordan)은 이런 동질성에 착안, 하이젠베르크의 행렬 양자역학을 사용하여 전자기 복사 마당을 취급하였다.<sup>[14,15]</sup> 그들은 양자 복사이론이 자연스럽게 파동 및 입자적 측면을 갖는 아인슈타인의 요동공식을 이끌어냄을 보였다.

어떻게 양자 복사이론이 아인슈타인의 요동공식을 낳는가는 어렵지 않게 보일 수 있다. 간단히 진동수  $\nu$ 를 갖는 단일 모우드 마당을 생각하자. 광자수의 평균 제곱 요동은

$$\langle (\Delta n_\nu)^2 \rangle = \langle a^\dagger a a^\dagger a \rangle - \langle a^\dagger a \rangle^2 \quad (3.1)$$

로 주어지고, 여기서  $a$ 는 조화진동자의 낮춤 연산자 또는 소멸 연산자라 불린다.  $n = a^\dagger a$ 는 광자수 연산자이다. 열마당(thermal field)에 대하여 밀도 연산자는

$$\rho = \sum_{m=0}^{\infty} p(m) |m\rangle \langle m| \quad (3.2)$$

로 주어지고,

$$p(m) = \frac{\langle n_\nu \rangle^m}{(\langle n_\nu \rangle + 1)^{m+1}} \quad (3.3)$$

이다.  $\langle n_\nu \rangle$ 은 식 (2.19)로 주어진다. 열마당에 대하여 식 (3.1), (3.2), (3.3)을 사용하면 요동공식 (2.23)을 얻는다.

맞바꿈 관계  $[a, a^\dagger] = 1$ 을 사용하면, 식 (3.1)은

$$\langle (\Delta n_\nu)^2 \rangle = \langle a^\dagger a \rangle + (\langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle - \langle a^\dagger a \rangle^2) \quad (3.4)$$

으로 나타나고, 우측 첫째항은 연산자의 비교환성에 기인하는 입자성을 나타내고, 둘째항은 고전적 파동의 강도 요동을 나타낸다. 조화진동자의 기저 에너지 또한 연산자의 비교환성에 기인한다. 즉,

$$H = \frac{1}{2}(p^2 + 4\pi^2 \nu^2 q^2) = \frac{1}{2} h\nu (a^\dagger a + a a^\dagger)$$

$$=hv(a^\dagger a + \frac{1}{2}) = h\nu_m + \frac{1}{2}h\nu \quad (3.5)$$

이므로, 입자량은 기저 에너지와 연관되어 있다고 볼 수 있다. 본, 하이젠베르크, 조르단도 이를 주지하여 “입자량이 나타나는 물리적 근거는 기저 에너지가 나타나는 것과 밀접한 관계가 있다”고 서술하였다.

본, 하이젠베르크, 조르단은 또한 식 (3.4)의 둘째항이 파동성과 관계있다고 지적하였다. 그들의 논리가 갖는 근본은 후에 독립적으로 여러 저자들에게 의하여 발견되었는데, 그 논리의 공통 출발점은 브라운-트위스(Brown-Twiss) 효과였다.

2. 디락 (1927)

디락(Dirac)은 복사에 대한 양자 이론을 원자에 의한 빛의 흡수 및 방출에 적용하여 아인슈타인의 A와 B 상수를 계산하였다.<sup>[16]</sup> 이것은 자발 방출 현상에 대한 큰 업적이다. 왜냐하면 이는 광자의 창출이 양자론에 의하여 기술될 수 있음을 보였기 때문이다. 또다른 훌륭한 논문에서 란다우(Landau)는 파동역학에서 감쇄 문제를 다루었고, 특히 자발 방출에 대한 결과를 얻었다.<sup>[17]</sup> 그러나 어떤 이유로 이는 바이스코프(Weisskopf)와 비그너(Wigner)의 업적으로 잘못 인식되어 왔다. 란다우는 자발 방출에 대한 양자역학적 마당 연산자들과 고전 마당의 복사 되작용 사이의 유사성을 지적하였다. 디락은 다음과 같이 쓰고 있다. “현재의 이론은, 그것이 자발 방출에 대한 적절한 설명을 제공하므로, 아마도 방출체에 대하여 복사 되작용 효과를 보일 수 있을 것이고, 따라서 자연 선폭을 계산할 수 있을 것……”

디락의 논문은 양자 전자기학의 기본을 제공하였다. 페르미(Fermi)는 1932년 이 이론을 검토하고, 여러 현상에 적용하였다.<sup>[18]</sup> 예컨대, 그는 빛을 방출하는 원자에 되튕이 수반되어야 함을 지적하여, 도플러(Doppler) 효과가 에너지 및 운동량 보존의 결과임을 보였다. 따라서 디락의 양자이론에 의한 설명이 가능함을 보였다. 그는 또한 리프만(Lippmann)의 간섭 효과도 같은 이론으로 설명될 수 있음을 보였다.

양자론에 의한 빛의 간섭 효과에 대한 설명은 특별한 관심을 받을 만하다. 왜냐하면 이 설명은 빛의 파동/입자 이중성을 자연스럽게 포함하기 때문이다. 쿨롱(Coulomb) 게이지에서 전기마당 연산자는

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = i \sum \sqrt{h\nu_k} [a_k(t)\vec{F}_k(\vec{r}) - a_k^\dagger(t)\vec{F}_k^*(\vec{r})] \quad (3.6)$$

로 나타나고, 여기서 벡터 함수  $\vec{F}_k(\vec{r})$ 는 헬름홀츠(Helm-

holtz) 방정식과 고전 전자기 경계 조건을 만족시킨다. 소멸 및 생성 연산자,  $a_k$ 와  $a_k^\dagger$ 는 진동수  $\nu_k$ 를 갖는 마당 모드  $\kappa$ 에 작용한다. 공간적 간섭 효과는 모드 함수  $\vec{F}_k(\vec{r})$ 에 의하여 결정되고, 따라서 고전적 결과와 동일하다. 그러나 고전적 강도 형태는 양자이론에서 단일 광자 검출에 대한 확률 분포에 대응한다. 그렇지 않다면 미시적으로 에너지 보존이 위배될 것이기 때문이다.

디락은 이러한 상황을 “각 광자는 자기 자신과만 간섭한다. 서로 다른 두 광자 사이의 간섭은 존재하지 않는다”고 서술하였다.<sup>[19]</sup> 디락의 기술은 때때로 문맥상 전후 관계에 맞지 않게 인용되어, 불필요한 혼란을 야기시킨다. 어떤 물리학자들은 브라운-트위스 실험이 디락의 기술에 위배하는 결과로 생각하기도 한다. 혼란으로 이끄는 부분적 이유는 광자가 당구공과 같이 검출되기 전 일정 경로를 거쳐 왔을 것이라는 생각에서 비롯된다. 그러나 양자이론은 결코 그러한 것을 이야기하고 있지 않다. 사실, 정지 질량이 없는 광자와 같은 입자에는 위치를 나타내는 연산자 자체가 정의되지 않는다.<sup>[20]</sup>

IV. 양자 광학

아마도 독자들은 양자광학에서는 광자를 세는 실험이 매우 중요하고, 따라서 반드시 전자기 마당의 양자화가 선행되어야 한다고 생각할 지도 모른다. 그러나 사실은 그렇지 않다. 자기 자신을 양자광학자라고 생각하는 사람들은 자주 고전 전자기이론을 수용하고, 다만 물질에 대하여만 양자역학적 취급을 행한다. 준고전 복사 이론이라 불리는 이러한 어림법은 많은 경우에 성공적이다. 사실, 대부분의 경우 이 이론이 성공하기 때문에 어떤 사람들은 양자 이론의 필요성, 심지어는 그 진위를 문제삼는다. 이 문제는 60년대 초부터 70년대 중반까지 뜨거운 쟁점이었다.

논쟁의 결과로 고전 및 양자 복사 이론에 대한 깊은 이해가 이루어졌다. 오랜 동안 광자의 개념 없이는 설명될 수 없다고 생각되었던 광전 효과와 같은 현상이 부분적으로 준고전 복사이론에 의하여 설명되어 좀 더 자세한 고찰을 요구하게 되었고, 이어 양자 이론의 미묘한 예측이 실험적인 검증을 거치게 되었다. 이제 빛의 입자/파동 이중성과 관련된 몇가지 예를 살펴보기로 하자.

1. 고전 파동 관점의 실험

1절에서 주된 논의점은 빛을 방출하거나 흡수하는

원자의 되뿔이었다. 특히 흑체 문제에 대한 아인슈타인의 분석은 자발 방출에 의한 원자의 되뿔을 지적한다. 이는 고전적 파동이론에서는 예측되지 못한 사실이다. 자발 방출에 수반되는 원자의 되뿔은 1933년 프리쉬(Frisch)에 의하여 관측되었다.<sup>[21]</sup> 보다 최근의 실험은 피케(Picque)와 비알레(Vialle) 또한 사이더(Scheider) 등에 의하여 수행되었다.<sup>[22,23]</sup> 이러한 실험과 더불어 레이저 빔에 의한 원자의 꺾임 실험은 1917년 아인슈타인의 가설이 옳았음을 보여주고, 구면파 형태의 복사가 존재치 않는다는 기술을 강하게 지지한다.

대부분의 교과서는 광전효과를 광자에 대한 명확한 증거로 기술하고, 이는 아인슈타인의 1905년 논문에서 역사적 의미를 부여한다. 그러나 인용된 실험적 결과는 사실, 페르미 황금률(golden rule)과 더불어 준고전 복사이론에 의하여 잘 설명될 수 있다.

광전효과에 관한 거의 모든 것, 적어도 교과서에 나타나 있는 모든 것은 준고전적으로 설명될 수 있다. 다만 클라우저(Clauser)의 미묘한 실험 결과만이 양자 이론을 필요로 할 따름이다.<sup>[24]</sup> 클라우저 실험의 기본은 단일 여기 원자가 자발 방출하여 한 개 이상의 다른 원자들을 여기시킬 수 있는가를 조사한 것이다. 물론 준고전 복사이론에서는 그것이 가능하지만 양자이론에서는 절대 불가능한 현상이다.

양자 복사이론에서 단일 원자에서 방출된 빛에 대하여 두 광자 동시 측정 확률은 0이다. 하이젠베르크 방식의 계산으로 그 확률은

$$\langle \sigma^{\dagger} \sigma^{\dagger} \sigma \sigma \rangle = 0 \tag{4.1}$$

으로 주어질 것이고, 여기서  $\sigma$ 는 두 준위 원자의 전이에 관계하는 낮춤 연산자이다. 사실  $n \geq 2$ 인 광자수를 동시에 검출할 확률은 모두 0이다. 하지만  $\langle \sigma^{\dagger} \sigma \rangle$ 에 비례하는 복사 강도는 0이 아니고, 준고전적 이론과 동일한 공간적 형태를 갖는다. 그러나 양자 전자기학의 경우, 파동은 단일 광자가 도달하는 확률진폭을 나타낸다.

만일 복사 마당을 고전적으로 취급하면,  $\sigma$  연산자는 양자역학적 기대치로 대체되고 따라서  $n$ -광자 동시 검출율은 0이 되지 않는다. 이는 단일 광자의 방출/흡수 경우에 대하여 에너지 보존이 만족되지 않음을 나타낸다. 하지만 거시적 또는 통계적으로 에너지 보존이 위배될 필요는 없다.

클라우저의 결과는 준고전적 이론이 예측하는 양역 동시 검출율을 보여주지 않아, 고전 전자기이론의 타당성을 부인한다.

우리 주변의 대부분의 빛이 생성되는 과정인 자발

방출이 고전적 맥스웰 방정식에 의하여 설명되지 못한다는 사실은 사뭇 놀랍다. 제인스(Jaynes)와 공동 연구자들에 의하여 제창된 복고전적 이론은 자발 방출에 대한 여러 측면을 설명하여 주었다.<sup>[25]</sup> 준고전적 이론에 대하여 양자이론의 필요성을 주장하는 결정적 증거는 1972년 클라우저가 제공하였다.<sup>[26]</sup> 문제의 실험은 원자가 한 개 이상의 광자를 계속적으로 방출할 때, 광자들이 갖는 편광 상관도의 측정이다. 앞서의 예와 마찬가지로 두 광자 동시 측정을 수행하였다. 준고전적 묘사는 실패하였다. 그것은 준고전적 이론에는 양자이론에서 예견하듯이 전부 또는 전부 (all or nothing)의 성질이 부재하기 때문이다.<sup>[27]</sup> 대신에 고전적 이론은 입사된 광자가 갖는 에너지의 일부만이 편광기의 상태에 따라 통과할 수 있다. 이것은 고전적 말루스(Malus)의 법칙이다.

지난 십년간 상당한 관심을 모았던 주제는 공명 결맞은 빛에 의하여 조작되는 원자의 자발 방출이었다.<sup>[28]</sup> 실험 결과는 공명 형광스펙트럼에 대한 이론적 결과와 잘 일치하였다. 더우기 공명 형광은 예측된 대로 광자 흠어짐(antibunching)을 보였다.<sup>[29-31]</sup>

이 광자 흠어짐 효과는 간단하게 정성적으로 이해될 수 있다. 두 준위 원자로부터 광자가 방출되는 확률은 원자의 여기 준위 확률밀도에 비례한다. 광자가 방출되면, 원자는 기저 준위로 양자 펄을 행하고, 조작 마당이 다시 원자를 여기 준위로 올릴 때까지 원자는 다음의 광자를 방출하지 못할 것이다. 따라서 조작된 원자로부터 방출된 빛은 강도의 비상관 효과를 보일 것이다. 즉,  $\langle I(t) I(t+\tau) \rangle$ 은 뒤쳐짐 시간  $\tau=0$ 일 때 0이 될 것이다. 뒤쳐짐 시간이 길어지면, 강도의 상관 관계가 사라질 것이고, 이는 브라운-트위스의 경우와 반대되는 경우이다. 광자 뭉침(bunching) 효과에서는 짧은 뒤쳐짐 시간에 대하여 양의 강도 상관이 존재한다.

공명 형광에서의 광자 흠어짐 효과는 방출된 빛의 입자적 성질에 따라 쉽게 이해할 수 있다. 그러나 고전적 파동 이론으로는 이해하기 어렵다. 우리가 다룬 4가지 현상 중 3가지는 2차 상관함수인  $\langle a^{\dagger} a^{\dagger} a a \rangle$ 을 포함하고 있다. 각 경우에 두 광자 동시 검출 확률은 양자 이론에 의하면 0이고, 고전적 이론에 의하면 0이 되지 않았다.

실험적으로 고전적 파동이론의 부당성을 보이기 위하여는 다소 미묘한 효과가 필요하다. 그러면 컴프턴 효과와 같은 빛의 입자성을 증명할 수 있는 것들은 어떠한가? 대체로 이러한 효과들은 일반적으로 받아들이는 것보다 훨씬 주의깊은 고려가 필요하다. 예컨대  $\Delta\lambda$ 와  $\theta$ 에 관한 컴프턴 공식은 1927년 슈뢰딩거에 의하여 고전적으로 얻어진 바 있다.<sup>[32]</sup> 슈뢰딩거는 충돌 전과 후의

전자가 갖는 파동함수가 전자의 공간적 분포  $|\Psi|$ 를 형성하여 마치 입사한 빛에 대하여 살창(grating)과 같은 역할을 하여 브라그(Bragg) 반사와 유사한 과정으로 이해하였다. 역으로 입사와 산란된 빛이 서로 중첩하여 전자의 파동 함수에 대하여 살창의 역할을 할 수 있다.

2. 브라운-트위스 효과

양자 광학에서 초창기 잘 알려진 실험 중의 하나는 1956년 브라운과 트위스에 의하여 수행된 것이다.<sup>[33]</sup> 브라운-트위스 효과, 또는 파동 상호작용 소음 효과로 알려진 현상은 때때로 광자 뭉침으로 불리운다. 이는 열복사에 대한 아인슈타인의 요동 공식이 갖는 파동항의 실험적 증거로 받아들여 진다. 많은 사람들은 그러한 효과가 존재하는 것에 놀랐고, 혹자는 그 효과가 진실 이라면 양자역학의 수정이 필요할 것을 주장하였다. 그러나 브라운과 트위스는 그 효과를 소음을 수반하는 광원으로부터 방출되는 전자기 마당이 갖는 고전적 간섭의 결과로 설명하였다.<sup>[34]</sup> 그들의 논의는 로오렌츠와 본 등이 아인슈타인 파동항에 대하여 설명한 것과 일맥 상통한다.

그림 1은 브라운-트위스 실험의 기본적 아이디어를 보여 준다. 우리는 역시 2차 마당 상관함수,  $\langle I(t)I(t+\tau) \rangle$ 에 관심이 있다.  $\tau$ 의 함수로 얻어진 결과는 그림 2의 곡선과 같고, 이는 짧은 시간  $\tau$ 에 대하여 광자 뭉침을 보여 준다.  $\tau=0$ 에서 광자 검출기들은 독립적으로 반응 하지 않고, 광자는 쌍을 형성하여 도달하려는 경향을 띤다.<sup>[35]</sup>

브라운과 트위스가 실제로 관측한 것은 두 검출기에서 빛의 강도가 갖는 요동의 상관이었다. 그들의 실험에서 검출기의 반응 시간이 빛의 결맞음 시간보다 훨씬 길었으므로 그들의 실험에서 빛의 뭉침을 보기 위하여는

강도 요동의 상관성이 필요하였다. 매우 짧은 시간적 분해능의 극한에서만 광자 뭉침의 해석에 보오즈-아인슈타인 공식이 적용될 수 있다.

브라운-트위스 효과는 광자가 보존(boson)이라는 사실의 결과로 받아 들여지고, 그러한 보존들은 뭉치려는 경향이 있다고 생각되었다. 그러나 광자는 늘 뭉치려는 경향을 띠지는 않는다. 왜냐하면, 특별한 상황 하에서는 흩어지려는 경향을 띠기 때문이다. 예컨대 요동공식인 식 (2.23)은 비열적 광원에는 적용되지 않는다. 한편, 열 마당이 뭉치려는 경향을 보인다는 것은 입자의 관점에서 광자가 보존의 성질을 가짐을 반영한다.

혹자는 브라운-트위스의 광자 뭉침이 디랙이 기술한 서로 다른 두 광자 사이의 간섭은 존재치 않는다는 기술과 대조적인 것으로 생각할 수 있다. 결과적으로 브라운-트위스 효과에서 광자들이 쌍으로 도달하기 때문에 서로 다른 두 광자는 간섭을 한다고 말할 수 있다. 앞서 언급하였듯이 이러한 어려움은 디랙의 기술을 잘못 이해한 데 그 원인이 있다. 서로 다른 광자가 간섭하지 않는다는 서술은 아인슈타인의 요동공식과의 비교를 목적으로 이루어진 것이다. 파동항의 존재는 위상 공간의 같은 방에 존재하는 광자들이 서로 상관 관계가 있음을 보여주는 것이다.

어떤 경우에도 실제로 간섭을 일으키는 것은 광자 자체가 아니고 구별할 수 없는 과정에 대한 확률 진폭인 것이다. 영의 두 슬릿 실험이 한 예이다. 한 광자는 한 슬릿 또는 다른 슬릿을 통과한다. 두 가능성에 대한 확률 진폭은 서로 더해질 것이고, 검출면에서 확률 분포는 강도 간섭의 형태를 갖는다. 단일 광자 마당에 대하여

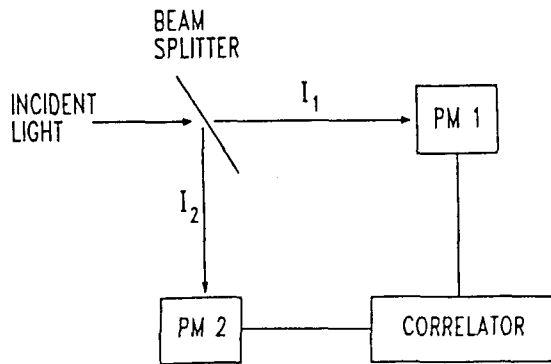


그림 1. 브라운-트위스 실험의 개략도

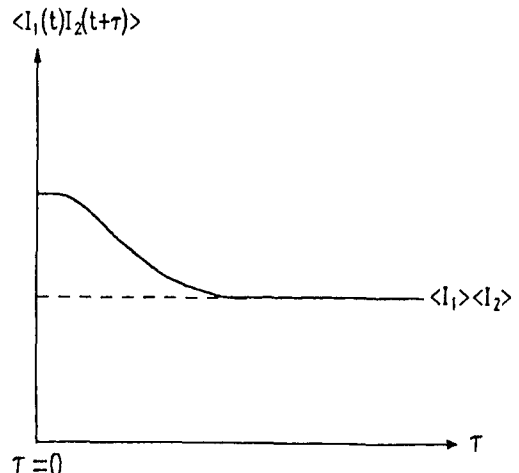


그림 2. 광자 뭉침 효과



강도 간섭 형태는 스크린 상에 광자가 검출되는 확률 분포를 나타낸다. 광자가 자기 자신과 간섭한다는 생각에는 아무 무리가 없다. 그러나 만일 두 광자가 있을 때, 그들이 서로 간섭한다고 생각할 수는 없다. 만일 그들이 서로 간섭한다고 가정하면, 스크린 상의 동일 지점에서 네개의 광자를 검출할 확률이 0이 아니기 때문이다. 명백히 이 결과는 에너지 보존에 위배된다. 오류는 서로 다른 경로에 대한 확률 진폭이 간섭한다고 생각하지 않고, 광자 그 자체들이 간섭한다고 생각하는 데서 기인하는 것이다.

만일 두 광자 마당을 갖고 두 슬릿 실험을 한다고 하면, 한 광자는 스크린 상의 점  $\vec{r}_1$ 에, 또다른 광자는  $\vec{r}_2$ 에 도달하는 확률진폭은 그 반대 경우의 확률 진폭에 더하여져야 한다. 두 과정은 구별할 수 없기 때문이다. 이는 각 점에서 광자가 검출될 확률이 두 배가 된다는 것을 제외하고는 단일 광자의 경우와 동일한 강도 형태를 보인다. 광자들은 서로 간섭하지 않고, 다만 그 확률 진폭이 간섭할 뿐이다.

이러한 방법으로 브라운-트위스 상관 관계를 설명하기 위하여, 두 광자 동시 측정을 주는 과정들에 대한 확률 진폭 중첩을 고려하여야 한다. 두 광자의 역할이 바뀌는 구별할 수 없는 과정에 대한 간섭이 존재하고, 이것이 광자 뭉침으로 이끄는 간섭인 것이다.

예를 들어 브라운-트위스 간섭계를 생각하자. (그림 3)

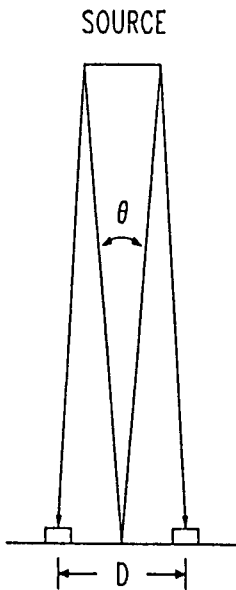


그림 3. 브라운-트위스 간섭계

위의 논술에 의하여 검출기의 거리  $D$ 가

$$h \geq \Delta x \Delta p = D \Delta p \sim D \left( \frac{h\nu}{c} \right) \theta \quad (4.2a)$$

또는

$$D \leq \frac{\lambda}{\theta} \quad (4.2b)$$

을 만족시키면, 잉여 동시 검출율이 예측된다. 이것이 별의 각지름을 측정하는 데 사용되었다. 두 광자 동시 검출율은 큰  $D$ 에 대하여 사라질 것이다. 왜냐하면 광자의 경로가 원칙적으로 구별될 수 있기 때문이다. 브라운-트위스 실험에서 두 광자 상관도는 빛의 결맞음 시간에 비하여 큰 뒤쳐짐 시간에 대하여 사라진다. 이는 광자는 서로 다른 진동수에 의하여 구별될 수 있기 때문이다.

약간 더 자세한 논리를 바탕으로 결맞음 길이, 결맞음 면적, 그리고 결맞음 부피를 도입할 수 있다. 결맞음 부피는 위상 공간의 실 공간으로의 투영으로 나타난다. 따라서 간섭을 보여주는 능력으로서의 결맞음성은 비구별성과 연관되어 있다.

위상 공간의 같은 방 속에 존재하는 평균 광자수를 나타내는 결침 변수가 열광원의 가시광 영역에서 매우 작다는 사실은 주지하여야 한다. 브라운-트위스 실험에서 결침(degeneracy) 변수는 대략  $10^{-3}$ 으로 매우 작다. 물론 입자적 요동을 배제하고 파동적 요동을 발췌할 수 있었던 것은 그들의 천재적 실험 능력으로 간주하여 옳을 듯하다.

플리거(Pfleeger)와 만델(Mandel)의 광자 수셈(counting) 실험은 본 논의와 밀접한 관계가 있다.<sup>[36]</sup> (그림 4a) 두 개의 독립인 레이저로 부터의 마당이 간섭 무늬를 낳는다는 것을 보인 메이저(Magyar)와 만델의 업적은 다시 한번 서로 다른 광자는 간섭을 일으키지 않는다는 디랙의 서술에 논쟁의 불을 당겼다.<sup>[37]</sup> 브라운-트위스 효과와 마찬가지로 이 결과를 고전적 파동의 관점에서 이해하는 데는 아무런 어려움이 없다.

양자역학적으로 간섭 효과는 서로 구별이 가능치 않은 과정에 대한 확률 진폭 사이의 간섭이다. 그림 4b에 나타난 두 경로는  $P$ 와  $Q$ 가 결맞음 면적 내에 놓여 있고 관측 시간이 결맞음 시간 내에 있을 경우 구별할 수 없다. 따라서 위상 공간의 단일 방과 관련된 결맞음 부피를 이끌어 낼 수 있다.

플리거와 만델은 매우 약한 강도의 빔을 갖고 실험을 수행하였다. 그들의 실험에서 한 광자를 흡수하고 그 다음 광자를 흡수하는 시간적 간격은 광자가 레이저로 부터 검출면에 도달하는 시간보다 훨씬 길었다. 즉, 거의

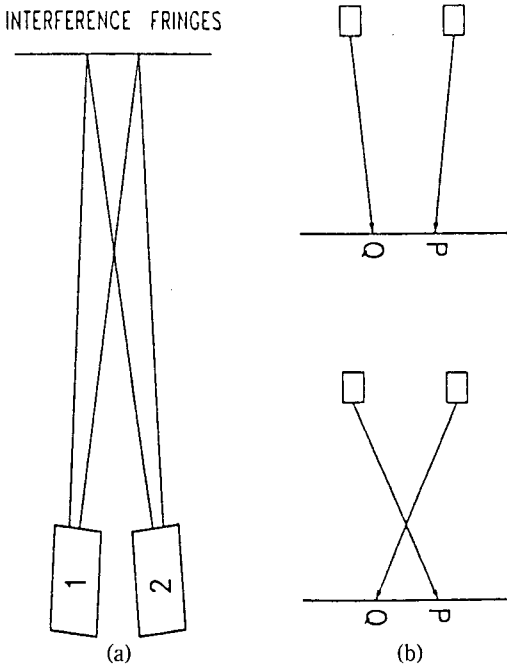


그림 4. (a) 광자 수섭 실험, (b) 두 경로의 간섭

확률 1로 레이저가 다음 광자를 방출하기 전에 광자가 흡수된다. 중요한 사실은 그림에도 불구하고 간섭무늬는 관측되었다.

3. 광통계

글라우버(Glauber)에 의하여 강조되었듯이 양자 이론에서 나타나는 다양한 마당은 고전적 이론에서 허용되는 것보다 훨씬 넓다. 예를 들어  $n$ 개의 광자로 묘사되는 단일 모드 폭(Fock) 상태  $|n\rangle$ 을 생각하자. 이러한 폭 상태에 대하여  $\langle(\Delta n)^2\rangle_w = 0$ 이다. 식 (3.4)에서

$$\langle(\Delta n)^2\rangle_w < 0 \tag{4.3}$$

이다. 이러한 상태는 당연히 뭉침 효과를 갖지 못한다. 따라서 광자가 보존이라는 사실의 결과로 받아들일 수 없다.

$|n\rangle$ 로 기술되는 단일 모드 마당은 완벽한 1차 결맞음성을 보여 준다. 예컨대 마이켈슨 간섭계에서 가시도 1인 간섭 무늬를 생성한다. 이것은 단일파장의 결과이다. 우리는 단일파장의 열 마당에 대하여도 똑같이 날카로운 무늬를 볼 수 있다. 그러나 2차 상관 함수와 관계된 2차 결맞음성은 매우 다르게 나타난다. 폭 상태는 양의 강도 상관도를 보여주지 못한다.  $\langle n_n \rangle$ 은 두 경우에 같을 수 있지만, 두 광자의 동시 검출 실험을 통하여 이들을 구

별할 수 있다. 다시 말하여 우리는 다양한 차수의 결맞음성을 구별하여야 한다. 단색성은 1차 결맞음성만을 보장할 따름이다.

이는 모든 차수에서 결맞는 빛의 상태를 생각하게 한다. 그들은 이상적인 고전적, 안정된 파동과 동일한 결맞음성을 갖고, 그들은 소음 광원이 보이는 광자 뭉침을 보이지 않는다. 사실 마당이 고전적인 관점에서 완벽하게 안정하므로 강도의 상관도가 없다. 이리하여, 이러한 결맞는 빛에 대하여는,

$$\langle(\Delta n)^2\rangle_w = 0 \tag{4.4}$$

이다. 이들은 형식적으로 소멸 연산자  $a$ 의 고유상태로 정의된다.<sup>[38-40]</sup>

이상적인 레이저로 부터의 마당은 결맞는 빛으로 묘사된다. 따라서 레이저가 발생시키는 빛은 보통의 열광원의 것과 통계적인 성질이 무척 다르다. 어떠한 열광원도, 아무리 진동수가 절리졌다고 하더라도, 레이저에서 발생된 빛과 동일한 결맞음성을 갖지 못한다. 레이저가 발명되기 전에 광학에서 가장 미묘하고 기발한 기법은 소음의 보강 간섭을 이용한 것이었다.

열광원은 대표적으로  $10^{-3}$ 의 검침 변수를 가지나, 레이저는  $10^{14}$  이상의 검침 변수를 가질 수 있다. 다시 말하여 레이저에서 위상 공간의 동일 방에 매우 많은 광자를 담을 수 있고, 이것이야말로 광자가 보존이라는 결정적 증거가 되는 셈이다. 보통의 열광원에서 파울리(Pauli)의 배타 원리가 적용되지 못함은 쉽게 보일 수 없다.

이상적인 레이저가 방출하는 빛의 광자수 분포는 보오즈-아인슈타인 분포를 따르지 않고, 프아송 분포를 따른다. 광통계 분야의 실험은 단일 광자에 반응하는 빠른 검출기에 의존한다. 시간 간격  $T$ 에서  $n$ 개의 광자를 검출하는 확률은  $T$ 가 작을수록 광자수 분포의 적절한 측정으로 받아들여질 것이다.

V. 양자역학적 실제

앞서 복사 알갱이에 대한 보오즈-아인슈타인 통계는 입자의 비구별성과 파동성을 연결시킨다고 언급한 바 있다. 아인슈타인은 이러한 통계를 적용함에 있어서 입자간의 상호영향이 존재함을 깨달았다. 이러한 상호영향의 징후는 양자역학에서 보존이 갖는 파동함수의 대칭성에서 구체적으로 나타난다.

이러한 종류의 상관관계는, 구별할 수 없는 과정들에 대한 확률 진폭간의 간섭을 낳는, 파동성과 연관되어

있다. 이것은 파동/입자의 이중성 이상의 것을 시사한다. 만일 한 입자가 갖는 파동적 성질을  $\Psi(\vec{r}_1, t)$ 로 나타낸다면, 두 입자로 구성되어 있는 계에 대하여는  $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ 로 나타내야 할 것이다. 이는 보통의 3차원 파동이 한 개의 위치 벡터만을 포함하는 것과 매우 상이하다. 아울러 입자들이 서로 간섭한다고 생각하는 것은 상당한 혼란을 야기시킨다.

좀 더 자세히 분석하여 보면, 서로 간섭하는 확률 진폭에 대한 아이디어는 매우 놀라운 결론을 이끌어 낸다. 전자(electron)에 대한 두슬릿 실험을 생각하여 보자. 스크린 상에서 확률 분포가 간섭 무늬를 보인다는 사실은 전자가 어느 슬릿을 통과하였는지 알지 못한다는 것을 의미한다. 이것이 옳다면, 우리는 각 슬릿을 통과하는 확률 분포를 더하여야 한다. 그러나 이렇게 하여서는 올바른 간섭 무늬를 얻지 못한다. 왜냐하면 확률 진폭의 간섭을 무시하였기 때문이다.

두슬릿 실험에서 실제로 전자가 어떻게 행동하는가하는 질문은 그 의미를 상실한다. 이 문제에 대한 유일한 해결책은 전자가 어느 슬릿을 통과하는가를 실험적으로 알아보는 실험을 수행하는 것이다. 그러나 이제 우리는 더 이상 동일한 계를 보고 있는 것이 아니고, 우리는 더 이상 구별할 수 없는 과정들을 고려하는 것이 아니다.

직관적으로 전자가 한 슬릿 또는 다른 슬릿을 통과한다고 생각할 수 있다. 그러나 그러한 가정하에 이루어진 계산은 틀린 결과를 낳았다. 결과론적으로 전자가 한 슬릿 또는 다른 슬릿을 통과한다는 가정은 틀렸다. 이 세상이 인간의 지각과 관계없이 존재하는 실체로 구성되어 있다는 가정은 양자역학과 또한 수행된 실험적 사실과 일치하지 않는다고 말할 수 있겠다.

물론 이러한 심오한 결론은 양자역학이 완전하고 옳은 이론이라는 전제하에 내려질 수 있다. 양자역학이 물리적 계들에 대한 완벽한 기술을 제공하지 못한다는 이유 때문에 일반적으로 알려진 소위 감춘변수(hidden variable) 이론이 등장하였다. 이 이론은 절대적인 물리적 실체를 가정한다. 즉, 전자의 두슬릿 실험에서 전자는 둘 중 하나의 슬릿을 통과한다고 가정한다. 그리고 대부분의 경우 양자역학의 결과와 매우 흡사한 결과를 낳는다.

벨의 정리는 국부적 감춘변수 이론이 양자역학의 결과와 상이한 통계적 예측을 낳는다는 것을 보여 주었다. [41] 그러한 경우에 실험적 결과는 양자역학을 변호해 주었다.[42-45]

## VI. 결론 및 요약

양자전자기학은 오랜 동안 논쟁의 대상이었던 빛의 파동/입자 이중성에 대하여 종지부를 찍는듯 하지만, 새로운 문제를 던져 주었다. 비록 양자전자기학이 빛이 행동하는 규칙은 제공하였지만, 빛의 실체에 대하여는 언급하지 못하기 때문이다. 빛은 단위 에너지와 단위 운동량을 갖는 알갱이로 구성되어 있고, 이는 미묘한 실험에 의하여 확인되었다. 그러나, 여기서 말하는 알갱이란 고전 역학에서 말하는 위치와 시간 공간에서의 알갱이와는 달리 운동량과 에너지 공간에서의 알갱이를 의미한다. 또한 빛이 보이는 파동성은 알갱이 자체에서 기인하는 것이 아니고, 알갱이가 행하는 과정에 연계된 확률 진폭에 대한 중첩원리에 그 근원이 있다.

빛을 형상화하는 데는 방대한 상상력이 필요하다. 더구나 이미 구축되어 있는 물리적 틀 내에서 기존의 현상과 의미를 포함하면서 새로운 형상을 추구하는 것은 훨씬 힘든 일이다. 아마도 파동과 입자의 두 상반된 개념을 갖고 빛을 형상화하는 것은 무리일지 모른다. 양자역학이 보이는 미묘한 현상들이 직관과 위배된다고 말하는 데는 이러한 기존의 개념에 의한 해석을 추구하기 때문일 것이다.

파동으로서의 빛을 형상화하기 위하여 한 때 그 매질을 찾고자 시도하였던 것과 같이, 이제 양자전자기학이 제시한 입자로서의 빛을 형상화하는 것은 매우 흥미로운 연구과제이다. 이러한 과제를 수행하기 위하여는 좀 더 다양한 양자역학적 실험이 선행되어 새로운 형상화의 필수적 동기가 부여되어야 할 것이다.

본 해설 논문은 밀로니(Milronni)의 강의록을 참고하였다.

## 참 고 문 헌

- [1] A. Einstein, Ann. Physik **17**, 132 (1905).
- [2] R. A. Millikan, Phys. Rev. **7**, 18 (1916).
- [3] G. I. Taylor, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 114 (1909).
- [4] A. Einstein, Phys. Z. **10**, 185 (1909).
- [5] A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917).
- [6] A. Einstein and L. Hopf, Ann. Phys. **33**, 1105 (1910).
- [7] P. W. Milronni, Am. J. Phys. **49**, 177 (1981).
- [8] P. Debye, Phys. Z. **24**, 161 (1923).
- [9] A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483 (1923).
- [10] N. Bohr, H. A. Kramers, and J. C. Slater, Phil. Mag. **47**, 785 (1942).
- [11] W. Bothe and H. Geiger, Z. Phys. **26**, 44 (1924).
- [12] S. N. Bose, Z. Phys. **26**, 178 (1924).
- [13] M. Jammer, *The Conceptual Development of Qua-*

- ntum Mechanics* (McGraw-Hill, N. Y., 1966), p.248.
- [14] M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan, *Z. Phys.* **35**, 557 (1926).
- [15] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **33**, 879 (1925).
- [16] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A114**, 243 (1927).
- [17] L. Landau, *Z. Phys.* **45**, 430 (1927).
- [18] E. Fermi, *Rev. Mod. Phys.* **4**, 87 (1932).
- [19] P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford, 1967), p.239.
- [20] R. J. Cook, *Phys. Rev.* **A25**, 2164 (1982).
- [21] O. R. Frisch, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [22] J. L. Picque and J. L. Vialle, *Opt. Commun.* **5**, 402 (1972).
- [23] R. Scheider, H. Walther, and L. Woste, *Opt. Commun.* **5**, 337 (1972).
- [24] J. F. Clauser, *Phys. Rev.* **D9**, 853 (1974).
- [25] E. T. Jaynes, in *Coherence and Quantum Optics*, ed. by L. Mandel and E. Wolf (Plenum, N. Y., 1973).
- [26] J. F. Clauser, *Phys. Rev.* **A6**, 49 (1972).
- [27] C. Cohen-Tannoudji, in *Frontiers in Laser Spectroscopy*, ed. by R. Balian, *et al.* (North-Holland, Amsterdam, 1977), vol. 1, pp.3-102.
- [28] F. Schuda, C. R. Stroud, Jr., and M. Hercher, *J. Phys.* **B7**, L198 (1974).
- [29] A. I. Burshtein, *Sov. Phys. JETP* **21**, 567 (1965).
- [30] H. J. Carmichael and D. F. Walls, *J. Phys.* **B9**, L43 (1976).
- [31] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977).
- [32] E. Schrodinger, *Ann. Phys.* **82**, 257 (1927).
- [33] R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [34] E. M. Purcell, *Nature* **178**, 1449 (1956).
- [35] R. J. Glauber, in *Quantum Optics and Electronics*, ed. by C. Dewitt, *et al.* (Gordon and Breach, N. Y., 1964).
- [36] R. L. Pflieger and L. Mandel, *Phys. Rev.* **159**, 1084 (1967).
- [37] G. Magyar and L. Mandel, *Nature* **198**, 255 (1963).
- [38] L. Mandel and E. Wolf, *Rev. Mod. Phys.* **37**, 231 (1965).
- [39] R. Loudon, *Rep. Prog. Phys.* **43**, 913 (1980).
- [40] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [41] J. S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1965).
- [42] S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938(1972).
- [43] J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1223 (1976).
- [44] E. S. Fry and R. C. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 465 (1976).
- [45] J. F. Clauser and A. Shimony, *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1881 (1978).

## Duality of Light

Kisik Kim

*Department of Physics, Inha University Incheon, 402-751, Korea*

(Received: March 10, 1993)

The wave-particle duality of light is studied in connection with the development of thoughts in physics. The various ideas from Einstein to quantum optics are traced and the experimental evidences for each idea are enumerated. Moreover, the delicate features in quantum mechanics are pointed out and the conceptual bases of those features are stated.